



Estudio de Detectores Gaseosos de Electrones Secundarios a Baja Presión para el trazado de Haces de Iones Pesados de Baja Energía

Tesis doctoral presentada por:

Begoña Fernández Martínez

Programa de Doctorado en Física Nuclear

Directores: Dr. Marcos Aurelio González Alvarez
Dr. Julien Pancin

Tutor: Dr. Joaquín Gómez Camacho

Universidad de Sevilla

Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
Centro Nacional de Aceleradores

A mi padre.

Agradecimientos

Es difícil para mí expresar en tan pocas líneas mi agradecimiento a todas las personas que me han ayudado en estos años de trabajo y que hoy se reflejan en esta memoria. Seguro que olvidaré nombrar a muchos, así que desde aquí, quiero darte las gracias a tí que me has ayudado a llegar hoy aquí y que mi torpeza ha olvidado nombrar. Gracias.

Este trabajo no habría sido posible sin la dirección de Marcos A. Gonzalez Alvarez y Julien Pancin. Por su dedicación, ayuda, paciencia y apoyo. Por compartir conmigo sus conocimientos científicos, por animarme a seguir, por creer en mí (muchas veces más que yo misma) y por su amistad, muchas gracias.

Me gustaría dar las gracias también a Joaquín Gómez Camacho, Investigador Principal del proyecto de investigación que ha permitido desarrollar este trabajo. Gracias por haber confiado en mí y seguir haciéndolo.

Todo comenzó con un pequeño *exilio* en París. Y es que no me podía imaginar todo lo que me reportaría mi estancia en el IRFU (CEA-Saclay). Si vas a leer esta memoria comprobarás cuanto trabajo se ha llevado a cabo gracias a las personas que allí trabajan. Gracias a todos por permitirme aprender de los mejores profesionales. De entre todos, permitidme un agradecimiento especial a Antoine Drouart, por abrirme las puertas del CEA y ponerme en manos de mi querido Julien. A Marc Riallot, mi compañero de despacho y artífice de los diseños del miniSED y como no a Mariam Kebbiri, mi compañera de batallas en el laboratorio, porque su gran trabajo está reflejado aquí también.

A Alfredo (ese gran personaje), Paco, Farheen, Javi porque es inevitable pensar en París y no pensar en vosotros. A Thomas (chico loco), porque estar con él es un aprendizaje continuo. Y como no a Fred (sigo pensando que en realidad eres español) y a mi querida Esther, por las risas y por hacer de su casa la nuestra.

A la gente de GANIL, en especial a Marija. Suerte con la Tesis!

Y volviendo a Sevilla, quiero darle las gracias al personal del CNA con el que he trabajado estos últimos años, a Juan Ángel y Ángel,

J. García y todos los que en algún momento me habéis echado una mano. Gracias.

A mis compañeros del grupo FNB, con los que he compartido más que trabajo. A Javier Praena, por ese sentido del humor que tiene que me encanta, por sus sabios consejos y por haber abierto una ventana.

A mis maledictos, Kilian, Juanpi, Santi, Simona y Ziad, porque estos años no habrían sido lo mismo sin vosotros (y lo digo por experiencia ahora que algunos ya no estáis). Simona, gracias, porque este último año no sé que hubiera hecho sin tí por aquí cerca. Ziad, mi compañero y amigo, muchísimas gracias por TODO, porque trabajar contigo es un placer.

A mis niñas, a mis hermanas, a Caren y Paqui, porque nadie podrá con el poder de tres. Os quiero, lo sabeis. Gracias por estar ahí siempre.

A Irene, Antonio, Tere, Carmelo, Victor, Manuel, Juako porque sois mi familia sevillana. Porque las cenitas de los miércoles han hecho más llevadero este último año. A David, porque a pesar de la lejanía te siento muy cerca.

A los Ojeda por permitirme formar parte de vuestra familia.

A toda mi familia, y en especial a mi tía Lourdes. Por permitirme elegir. Por abirme las puertas de la Física. Porque has puesto en gran grano de arena en todo esto. Gracias.

A mi madre y a mi hermano. Las personas más importantes en mi vida (con permiso de Jose). Porque todo lo que soy se lo debo a ellos. Muchas gracias porque sin vosotros no habría llegado hasta aquí.

Y por último le doy las gracias a Jose. Por ser mi mejor amigo, mi compañero, por hacerme sonreír, por consolarme, por darme paz, porque todo en mi vida es mejor desde que estás en ella. Por haberme apoyado desde el primer momento, por todos los días, meses separados. Por soportar este último año tan difícil para mí. Por quererme de esta manera, por ser mi AMOR y por muchísimas cosas más.

Gracias,

Begoña

diciembre 2013

Preface

Several years ago, the basic nuclear physics group (FNB) at the University of Seville has established a collaboration with the *Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers* (L'Irfu-SPhN) of the *Commissariat à l'énergie atomique* and with the *Grand Accélérateur National d'Ions Lourds* (GANIL) in France. The objective of this collaboration was to research and develop low-pressure secondary electrons detectors for the tracking of low energy radioactive heavy ion beams.

In the first chapter we will introduce the scientific motivation behind this work, we will also talk about the synergy between SPIRAL2 (*Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne de deuxième génération*) and the low energy branch of FAIR (*Facility for Antiproton and Ions Research*). This chapter will also present the utility of using tracking detectors in nuclear reactions experiments. We will discuss the advantages and the drawbacks of the main types of detectors already used for tracking in general, as well as their suitability for the tracking of high current, low energy radioactive heavy ion beams.

In chapter 2, we will explain the operating principle of gaseous detectors as well as the main physical processes involved.

In chapter 3, we will explain the detection system using emissive foils: the emission, transport and detection of the secondary electrons generated by a particle crossing the emissive foil. We will describe the different prototypes of secondary electrons gaseous detectors at low pressure that were researched in the last few years as well as their principle of operation. In addition, we will present the study conducted on the time and spatial resolutions using a radioactive source. The experimental setup will be explained in details as well as the analysis method used.

The experimental results obtained in the tests of the different prototypes performed with a beam of ^{84}Kr at GANIL will be shown in chapter 4. The experimental setup will also be presented. We will study the response of the detectors at high counting rate (10^6 pps), and how an elevated current would affect the gain and the sparking limit of each detector. Results of the time resolution will be compared for all

the detectors tested. This comparison, together with the characterization carried out using a radioactive source, will allow us to choose the best candidate to be installed at the focal plane of S3 (Super Separator Spectrometer) and in the low energy branch of FAIR. This candidate will be built with an active area of $15 \times 20 \text{ cm}^2$, which is the real size of the tracking detectors that will be mounted in S3 and FAIR facilities.

We will also present the basic nuclear physics line (FNB) that was installed at the exit of the 3 MV tandem accelerator at the Centro Nacional de Aceleradores (CNA) in Seville. We will describe the experimental setup, electronics chain and acquisition system already available on the line, making it possible to perform characterization tests for low pressure gaseous detectors coupled to emissive foils at the CNA. We will show the first tests carried out with a SED prototype to verify the correct operation of the experimental setup mounted on the FNB line. Finally, we will present a viability study that was performed on the use of low energy stable ion beams at the CNA for characterizing SED type detectors.

In chapter 5, we will discuss the results obtained before presenting the conclusions and outlooks of this work.

Prefacio

Desde hace varios años, el grupo de Física Nuclear Básica de la Universidad de Sevilla, ha establecido una colaboración con el *Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers* (L'Irfu-SPhN) perteneciente a la *Commissariat à l'énergie atomique* (CEA-Saclay) y con el *Grand Accélérateur National d'Ions Lourds* (GANIL) ambos centros franceses. Esta colaboración surge con el objetivo de investigar y desarrollar detectores gaseosos de electrones secundarios a baja presión, para el trazado de haces de iones radiactivos pesados de baja energía.

En el primer capítulo, se establecerá la motivación científica que desencadena este trabajo, la sinergia entre SPIRAL2 (*Système de Production d'Ions RAdioactifs en Ligne de deuxième génération*) y la rama de baja energía del proyecto FAIR (*Facility for Antiproton and Ions Research*) y se pondrá de manifiesto la utilidad de emplear detectores de trazado en los experimentos de reacciones nucleares. Se hablará sobre las ventajas e inconvenientes de los principales tipos de detectores que se usan para el trazado de partículas y se discutirá la idoneidad de cada uno de ellos para el trazado de haces de iones pesados de baja energía y alta corriente.

A lo largo del capítulo 2, se explicarán los principales fenómenos físicos involucrados en el funcionamiento de los detectores gaseosos, que son el objeto de estudio en esta tesis doctoral.

En el capítulo 3, se explicará el sistema de detección empleando hojas emisoras: la emisión, transporte y detección de los electrones secundarios generados por una partícula al atravesar la hoja emisora. Se describirán los distintos prototipos de detectores gaseosos de electrones secundarios a baja presión, que se han desarrollado en los últimos años y su principio de funcionamiento. Además se presentará el estudio de la resolución temporal y espacial realizado empleando una fuente radioactiva. Se detallará el dispositivo experimental utilizado y la metodología empleada para el análisis de los datos.

Los resultados experimentales obtenidos en las pruebas realizadas con los distintos prototipos utilizando un haz de ^{84}Kr en GANIL serán presentados en el capítulo 4. Se describirá el montaje experimental

empleado. Se estudiará la respuesta de los detectores ante una tasa de conteo elevada (10^6 pps), y cómo afecta una alta corriente en la ganancia y límite de descargas de cada detector. Se compararán los resultados de resolución temporal alcanzados entre los diferentes prototipos, que junto con la caracterización realizada con fuente radioactiva, permitirá elegir el mejor candidato para ser construido con un área activa de 15×20 cm², tamaño real de los detectores de trazado que se instalarán en el plano focal de S3 (Super Separator Spectrometer) y en la rama de baja energía de FAIR.

Se presentará también, la línea de Física Nuclear Básica que se ha instalado a la salida del acelerador Tandem de 3 MV del Centro Nacional de Aceleradores (CNA) en Sevilla. Se describirá el dispositivo experimental, cadena electrónica y sistema de adquisición que se ha instalado en ella, para poder realizar medidas de caracterización de los detectores gaseosos a baja presión acoplados a hojas emisoras en el CNA. Se mostrarán las primeras pruebas realizadas con un prototipo SED para verificar el correcto funcionamiento del sistema experimental que se ha montado en la línea FNB. Finalmente se presentará el estudio de viabilidad para la caracterización de los detectores tipo SED con haces estables de baja energía en el CNA.

Por último, en el capítulo 5 se discutirán los resultados alcanzados y se presentarán las conclusiones más relevantes de este trabajo.

Índice general

Índice de figuras	xi
Índice de tablas	xv
1 Motivación	1
1.1 FAIR	1
1.1.1 La colaboración NUSTAR y HISPEC	3
1.2 SPIRAL2	5
1.3 Interés por los detectores de trazado	7
1.4 Estado del arte	9
1.4.1 Detectores de diamante	9
1.4.2 Detectores de microtiras de Silicio	11
1.4.3 Detectores gaseosos	12
1.4.4 Detectores de hoja emisora	13
1.5 Interés científico	15
2 Física de los detectores gaseosos	17
2.1 Interacción de partículas cargadas con el medio	17
2.2 Ionización del gas	20
2.3 Transporte de carga	21
2.3.1 Deriva de los electrones	22
2.3.2 Movilidad de los iones	23
2.3.3 Difusión	26
2.4 Amplificación: multiplicación de carga	27
2.5 Generación de la señal	29

ÍNDICE GENERAL

3	Detectores de hoja emisora: detectores gaseosos a baja presión.	31
3.1	Modo de operación	31
3.1.1	Emisión de electrones secundarios	32
3.1.2	Transporte de los SE	34
3.1.3	Detección de SE	37
3.2	Cámaras proporcionales multihilos	38
3.2.1	MiniSED-1D	40
3.2.2	MiniSED-2D	44
3.3	Micromegas	46
3.3.1	Descripción técnica y construcción	46
3.3.2	Principio de funcionamiento	49
3.4	Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva	51
3.4.1	Medida de la resolución temporal	51
3.4.2	Medida de la resolución espacial	66
4	Caracterización de los prototipos SED con haces de iones	75
4.1	Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL . . .	75
4.1.1	Dispositivo experimental	76
4.1.2	Cadena electrónica	77
4.1.3	Detectores	79
4.1.4	Resolución espacial: medida experimental y resultados . .	79
4.1.5	Resolución temporal: medida experimental y resultados .	83
4.2	Medida experimental con un haz de iones en el CNA	104
4.2.1	Línea de Física Nuclear Básica en el CNA	106
4.2.2	Pruebas realizadas en la línea FNB con un prototipo miniSED-1D	107
5	Conclusiones y perspectivas	121
	Índice de Acrónimos	129
	Bibliografía	131

Índice de figuras

1.1	Esquema de la instalación FAIR.	2
1.2	Sistema experimental de NUSTAR	4
1.3	Imagen de las instalaciones de GANIL	6
1.4	Esquema del proceso de reacción de un haz de iones sobre un blanco	7
1.5	Datos de la dispersión elástica e inelástica para el ^{11}C en protones a una energía de 40.6 MeV/n	8
1.6	Imagen de un detector segmentado de diamante.	11
1.7	Esquema de un detector DSSSD.	12
1.8	Esquema de un detector CATS.	13
1.9	Esquema de un detector MCP.	14
2.1	Sección eficaz de colisión en isobutano	24
2.2	Sección eficaz de colisión en argón	24
2.3	Velocidad de deriva de los electrones en isobutano	25
2.4	Imagen de una avalancha	28
3.1	Esquema de funcionamiento de un sistema de detección mediante hoja emisora	32
3.2	Producción de electrones secundarios en función de la energía y ángulo de detección	35
3.3	Detector SED instalado en VAMOS	38
3.4	Esquema y líneas de campo de una MWPC	40
3.5	Diseño del prototipo miniSED-1D	41
3.6	Multiplicación de carga a alta y baja presión en una MWPC	43
3.7	Esquema del principio de funcionamiento del miniSED-1D	43
3.8	Cátodo pixelado del miniSED-2D	44
3.9	Esquema del principio de funcionamiento del miniSED-2D	45
3.10	Esquema de un detector tipo micromegas	47
3.11	Imagen de un micromegas <i>bulk</i> y vista al microscopio de la <i>mesh</i> .	47
3.12	Esquema del proceso de fabricación de un detector micromegas tipo <i>bulk</i>	48

ÍNDICE DE FIGURAS

3.13	Líneas de campo y esquema del principio de funcionamiento de un detector micromegas	50
3.14	Esquema y principio de funcionamiento de un prototipo micromegas a baja presión	50
3.15	Montaje experimental para la medida de resolución temporal en el laboratorio	52
3.16	Esquema de la cadena electrónica para las medidas de la resolución temporal en el CEA-Saclay	53
3.17	Imagen del montaje experimental para la medida de la resolución temporal en CEA-Saclay	54
3.18	Imagen señales temporales	55
3.19	Histogramas del TOF para el calculo de la resolución temporal . .	57
3.20	Histograma de amplitud en el detector de silicio	59
3.21	Reconstrucción de las señales temporales de los detectores vía software	60
3.22	Amplitud del miniSED-1D frente al voltaje de polarización	61
3.23	Resolución temporal del miniSED-1D frente al voltaje de polarización	61
3.24	Amplitud frente al campo de deriva para diferentes micromegas .	64
3.25	Amplitud frente al campo de deriva para un micromegas de $256\mu\text{m}$	65
3.26	Resolución temporal frente al campo de deriva para los diferentes micromegas	65
3.27	Dispositivo experimental para la resolución espacial medida en el laboratorio	67
3.28	Imagen del montaje experimental para la medida de la resolución espacial	67
3.29	Esquema de la cadena electrónica empleada para la medida de la resolución espacial en el CEA-Saclay	68
3.30	Histograma de calibración correspondiente a una tira del cátodo .	69
3.31	Histograma de la distribución de la posición del centroide	72
3.32	Resolución espacial frente al campo magnético aplicado	73
4.1	Imagen de la zona experimental a la salida del ciclotrón CIME . .	76
4.2	Esquema del montaje experimental en la línea externa de CIME .	77
4.3	Esquema del montaje experimental de la electrónica en las medidas realizadas en GANIL	78
4.4	Señales de los cátodos registradas con la electrónica AFTER-SED	78
4.5	Histogramas de las distribuciones de los baricentros en función del número de pistas para los diferentes prototipos	80
4.6	Ajuste de una distribución del baricentro como función del número de strip para el miniSeD-2D1	81

4.7	Perfil de la distribución del haz (dirección Y) y el ajuste gaussiano a dicha distribución	82
4.8	Esquema de la influencia en el tiempo de vuelo de la forma del haz	84
4.9	Simulación de la distribución del haz	85
4.10	Amplitud y corriente frente al campo de deriva (miniSED-1D)	87
4.11	Resolución temporal σ_t obtenida para el detector plástico centelleador con diferentes tasas de conteo y distintos voltajes de polarización (V_d) del miniSED-1D.	88
4.12	Resolución temporal del miniSED-1D frente al campo para diferentes tasas de conteo con y sin la corrección del haz	88
4.13	Resolución temporal del miniSED-1D frente al campo para diferentes tasas de conteo con y sin la corrección del haz (sin la medida correspondiente a la mayor tasa de conteo	89
4.14	Amplitud y corriente del miniSED-2D1 frente al campo	90
4.15	Resolución temporal σ_t obtenida para los detectores plásticos y MCP con diferentes condiciones del haz	91
4.16	Resolución temporal σ_t del prototipo miniSED-2D1 obtenida para diferentes tasas de conteo, frente al campo de deriva E_d aplicado	92
4.17	Resolución temporal σ_t del prototipo miniSED-2D1 frente a la tasa de conteo (rate) para diferentes campos de deriva (E_d) aplicados	92
4.18	Amplitud y corriente del detector miniSED-2D2 frente al campo de deriva E_d	94
4.19	Resolución temporal σ_t obtenida para los detectores plástico y MCP con diferentes condiciones del haz	95
4.20	Resolución temporal σ_t del prototipo miniSED-2D2 obtenida para diferentes tasas de conteo, frente al campo de deriva E_d aplicado	95
4.21	Resolución temporal σ_t del prototipo miniSED-2D2 frente a la tasa de conteo para diferentes campos de deriva E_d aplicados	96
4.22	Amplitud y corriente del detector micromegas frente al campo de deriva E_d	98
4.23	Tasa de conteo frente a la amplitud de las señales del detector micromegas	98
4.24	Amplitud del micromegas frente al campo de deriva (E_d) aplicado para diferentes tensiones de polarización en la micromesh (V_M)	99
4.25	Resolución temporal σ_t obtenida para los detectores plástico y MCP con diferentes condiciones del haz	100
4.26	Resolución temporal σ_t del prototipo micromegas frente al campo de deriva E_d aplicado, obtenida para diferentes tasas de conteo en el detector y para diferente tensión sobre la micromesh (V_M)	100
4.27	Resolución temporal σ_t del prototipo micromegas frente a la tasa de conteo (rate) para diferentes campos aplicados en la zona de deriva E_d	101

ÍNDICE DE FIGURAS

4.28	Amplitud de las señales de todos los prototipos probados en haz frente al voltaje de polarización (cámaras de hilos) o de deriva (micromegas) para la misma tasa de conteo	102
4.29	Mejor resolución temporal σ_t obtenida para cada prototipo probado en haz frente a la tasa de conteo (rate).	103
4.30	Mejor resolución temporal σ_t obtenida para cada prototipo probado en haz frente a la tasa de conteo (rate) con y sin corrección del haz (bc) aplicada.	103
4.31	Esquema del sistema de aceleración Tandem y las diversas líneas experimentales instalados en el CNA-Sevilla	104
4.32	Imágenes de la línea experimental FNB en el CNA	106
4.33	Imagen del simulador mecánico en el interior de la cámara de trazado de la línea FNB.	109
4.34	Montaje experimental instalado en la cámara de trazado en el CNA	110
4.35	Esquema de la cadena electrónica empleada durante las medidas realizadas con el prototipo miniSED-1D en la línea FNB del CNA.	111
4.36	Imagen del preamplificador SEDA de cuatro canales en una PCB.	113
4.37	Montaje experimental para las pruebas realizadas con una fuente radioactiva de partículas α en la cámara de trazado de la línea FNB del CNA	114
4.38	Señales de los cátodos y ánodo del miniSED-1D y del detector de Silicio al detectar una partícula α	115
4.39	Señales del miniSED-1D y del silicio obtenidas con haz en el CNA	117
4.40	Comparación de la amplitud del miniSED-1D para diferentes haces de iones y con fuente radioactiva	118

Índice de tablas

2.1	Energía media W para la creación de pares ión-electrón, potencial de ionización I_{ion} y potencial de excitación I_{exc} para diferentes gases.	21
2.2	Recorrido libre medio λ , velocidad de deriva v_d^+ , coeficiente de difusión D^+ y movilidad μ^+ de iones en algunos gases en condiciones normales (bajo campo eléctrico).	27
3.1	Producción de SE emitidos por una hoja de carbono (C) de diferente grosor cuando la atraviesan partículas α y fragmentos de fisión pesados (HF, del inglés Heavy Fragments) y ligeros (LF, del inglés Light Fragments).	34
3.2	Especificaciones mecánicas del detector miniSED-1D.	42
3.3	Especificaciones de los cátodos y ánodo del prototipo miniSED-1D	42
3.4	Especificaciones técnicas del cátodo pixelado del prototipo miniSED-2D.	45
3.5	Especificaciones técnicas de los prototipos micromegas a baja presión.	49
3.6	Resultados de la resolución temporal σ_t del miniSED-1D, junto con la del detector de silicio (Si) y del SED o plástico centelleador (plástico) según el montaje experimental empleado, la presión (P) del isobutano en el interior del miniSED-1D y la tensión de polarización (V) del detector.	62
3.7	Resultados de la resolución temporal σ_t del miniSED-2D, junto con la del detector de silicio (Si), y del plástico centelleador, la presión (P) del isobutano en el interior del miniSED-2D y la tensión de polarización (V) del detector.	63
3.8	Resolución espacial del detector miniSED-1D y miniSED-2D, donde B es la intensidad del campo magnético, d es la distancia entre la hoja emisora y el detector, y V la tensión de polarización del ánodo del detector.	73

ÍNDICE DE TABLAS

4.1	Resolución espacial FWHM en la dirección X de los 4 detectores probados en el haz para una tasa de conteo baja (LC) y para una tasa de conteo alta (HC)	81
4.2	Relación entre la reducción del haz aplicada y la tasa de conteo en el detector miniSED-1D	86
4.3	Relación entre la reducción del haz aplicada y la tasa de conteo en el detector miniSED-2D1	90
4.4	Relación entre la reducción del haz aplicada y la tasa de conteo en el detector miniSED-2D2	93
4.5	Relación entre la reducción del haz aplicada y la tasa de conteo en el detector micromegas	97
4.6	Pérdida de energía en una hoja de mylar de $0.9 \mu\text{m}$ (E_{mylar}), dispersión angular ($\delta\theta$) y de energía (δE) sufrida por un haz de ^{58}Ni de energía E y la estimación de electrones secundarios que salen de la hoja (n_{SE})	109

Motivación

Los detectores de trazado son utilizados principalmente para medir la posición de partículas cargadas y poder reconstruir su trayectoria. Este tipo de detectores se emplean en experimentos dentro del campo de la física nuclear, física de partículas o astrofísica.

Para poder comprender y analizar los procesos físicos bajo estudio en dichos experimentos, es muy importante determinar y reconstruir de una forma precisa la trayectoria de vuelo de las partículas y así determinar correctamente la cinemática de las reacciones.

En este capítulo, se explicará en qué consiste la rama de baja energía de FAIR (*Facility for Antiproton and Ion Research*) y la futura instalación SPIRAL2 (*Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne de deuxième génération*), por qué surge la necesidad de utilizar detectores de trazado, proyecto que motivó la investigación que se presenta en esta tesis doctoral. Mostraremos diferentes tipos de detectores de trazado que se utilizan en la actualidad, resaltando las ventajas e inconvenientes de cada uno de ellos. De este modo, contextualizaremos la elección de los detectores gaseosos de electrones secundarios a baja presión para su investigación y desarrollo. Éstos son una buena opción para el trazado de haces de iones pesados de baja energía y alta intensidad, características de los haces degradados en la rama de baja energía de FAIR.

1.1 FAIR

FAIR es una nueva instalación internacional que se está construyendo en GSI (Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH), en Darmstad (Alemania).

1. MOTIVACIÓN

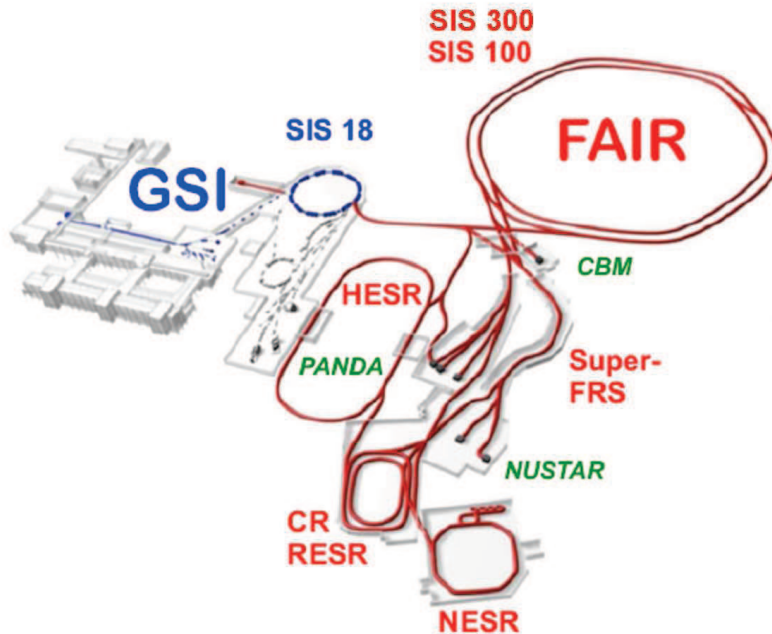


Figura 1.1: Esquema de la instalación FAIR en GSI. En azul, el sistema acelerador existente en GSI. En rojo, la ampliación que implica el proyecto FAIR [1].

Esta instalación proporcionará haces con un amplio rango de masas, desde protones y antiprotones hasta iones en el rango de masas del uranio, con una alta intensidad y excelente calidad [1]. Los principales objetivos científicos que se persiguen con la construcción de FAIR son:

- Estudios con haces de núcleos radioactivos de vida corta (núcleos exóticos), con la finalidad de averiguar sus propiedades, incluyendo las propiedades nucleares que determinan qué ocurre en las explosiones estelares y cómo son creados los elementos.
- Estudios de la materia hadrónica a nivel subnuclear con haces de antiprotones, como por ejemplo, el confinamiento de quarks en los hadrones o el origen del momento angular de los nucleones.
- El estudio de la materia hadrónica densa mediante colisiones núcleo-núcleo a altas energías.
- Estudios de electrodinámica cuántica, de los efectos de campos electromagnéticos extremadamente fuertes y de las interacciones ión-materia.

En la figura 1.1, se puede ver un esquema de la instalación que ya existe en GSI (azul) y de la ampliación que supone el proyecto FAIR (rojo). Los aceleradores que ya están instalados en GSI, un acelerador lineal (UNILAC) y un sincrotrón (SIS18), servirán como inyectores de los haces en la futura instalación FAIR. Se conseguirá incrementar la corriente de los haces de iones pesados (estables) entre 100 y 1000 veces por encima de la actual, mientras que la intensidad de los haces de isótopos radioactivos será del orden de 10000 veces mayor. La energía de los haces que se producirán, podrá alcanzar hasta unas decenas de GeV/n para los iones y 15 GeV/c para los haces de antiprotones [2].

El programa de investigación científica del proyecto FAIR, está dividido en cuatro pilares fundamentales que se distribuyen en cuatro colaboraciones internacionales: APPA (acrónimo del inglés *Atomic Physics, Plasma Physics and Applications*), CBM/HADES (acrónimo del inglés *Compressed Baryonic Matter*), PANDA (acrónimo del inglés *AntiProton ANnihilation in DArmstadt*) y NUSTAR (acrónimo del inglés *Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions*) [3].

Es dentro de esta última colaboración, NUSTAR, donde se engloba la colaboración HISPEC/DESPEC en la que participa el grupo de Física Nuclear Básica (FNB) del Centro Nacional de Aceleradores de Sevilla.

1.1.1 La colaboración NUSTAR y HISPEC

La colaboración NUSTAR se encargará de estudiar los núcleos lejos del valle de la estabilidad focalizándose en tres áreas de investigación [3]:

- La estructura de los núcleos que son sistemas de muchos cuerpos constituidos por protones y neutrones, gobernados por la interacción fuerte, hasta los límites de la estabilidad, donde los núcleos llegan a ser no ligados.
- Astrofísica nuclear, detallando el camino seguido para la formación de elementos en las estrellas.
- El estudio de interacciones y simetrías fundamentales explorando las propiedades de determinados núcleos radioactivos.

Un esquema de la instalación experimental para NUSTAR se muestra en la figura 1.2. Los haces estables se fragmentan a altas energías en el denominado blanco de producción del separador de fragmentos super-conductor (Super-FRS), y luego dichos fragmentos (isótopos radioactivos), son analizados y separados en él. Este separador, proporcionará haces de iones radioactivos monoisotópicos de alta intensidad, de los escasos y altamente ionizados núcleos exóticos, que se encuentran cerca o en las líneas de evaporación. Los haces de isótopos radioactivos se distribuyen a una de las siguientes áreas experimentales: la rama de baja energía donde los haces son degradados; la rama de alta energía con haces de fragmentos

1. MOTIVACIÓN

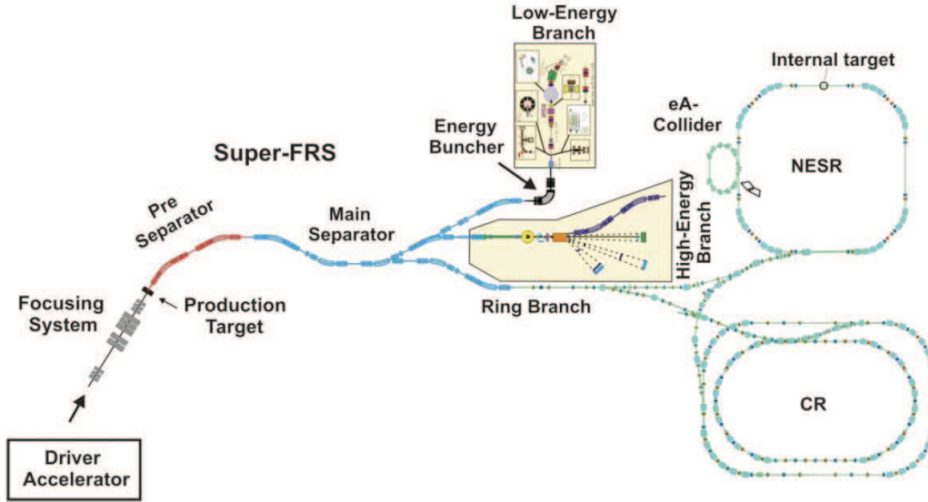


Figura 1.2: Sistema experimental de NUSTAR donde se distingue el Super-FRS y las tres áreas experimentales: la rama de baja energía, la rama de alta energía y el sistema de anillos [2].

a energías relativistas, o al complejo sistema de anillos para el almacenamiento de fragmentos (figura 1.2).

El grupo FNB del Centro Nacional de Aceleradores, perteneciente a la Universidad de Sevilla, forma parte de la colaboración HISPEC (acrónimo del inglés *High-resolution In-flight SPECTroscopy*). El caso físico de los experimentos de la colaboración HISPEC, es parte del programa de NUSTAR, y se concentra en los aspectos relacionados con la estructura nuclear, reacciones nucleares e investigaciones en astrofísica.

En la rama de baja energía, se degradarán los haces hasta llegar a alcanzar energías cercanas a la barrera de Coulomb con una alta intensidad ($\sim 10^6$ pps). Las mayores dificultades, en los experimentos con este tipo de haces, se concentran en la necesidad de trazar, evento a evento, dichos haces de partículas de baja energía y alta emitancia (flujo por unidad de superficie) e intensidad para conocer de manera precisa la cinemática de las reacciones producidas en el blanco. Este es el motivo por el cuál, el dispositivo experimental de HISPEC se compone de detectores de trazado y de identificación delante y detrás del blanco [4].

El interés científico del grupo FNB dentro de HISPEC, está relacionado con el estudio de los núcleos exóticos. Los núcleos exóticos son núcleos lejos del valle de la estabilidad. Se tratan de núcleos inestables con un exceso de neutrones o de protones y con una vida media corta. El estudio de los núcleos exóticos ayuda a investigar y verificar si los modelos que se han desarrollado para reacciones entre

núcleos estables son válidos para estos núcleos exóticos. Además, existe el interés de estudiar cómo las propiedades de su estructura se modifican a medida que nos alejamos del valle de la estabilidad.

Dentro de los núcleos exóticos se encuentran los denominados núcleos halo, donde los últimos nucleones se encuentran débilmente ligados al resto del núcleo (core). Debido a su estructura débilmente ligada, los núcleos halo se distorsionan en presencia de un intenso campo eléctrico, llegando incluso a la ruptura.

En los últimos años el grupo FNB ha estudiado la reacción de nucleos halo como el ^6He , ^{11}Li y ^{11}Be con blancos pesados a energías en torno a la barrera de Coulomb, especialmente la dispersión elástica y los canales de ruptura de la reacción [5]. La idea es continuar con el estudio de este tipo de núcleos halo en la rama de baja energía de FAIR, en concreto, existe un interés especial en el estudio del núcleo halo ^{19}C .

1.2 SPIRAL2

SPIRAL2 es la nueva instalación que se está construyendo en GANIL (*Grand Accélérateur National d'Ions Lourds*) en Caen, Francia, como una ampliación del ya existente SPIRAL (*Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne*) [6]. GANIL, es una de las mayores instalaciones de haces de núcleos radioactivos (RNB, del inglés Radioactive Nuclear Beams) y de iones estables en Europa para el estudio de física nuclear, astrofísica e investigación interdisciplinar [7]. En la figura 1.3 se muestra un diseño donde pueden verse los aceleradores y áreas experimentales que existen en la actualidad en GANIL, y la ampliación de la instalación que supondrá la construcción de SPIRAL2. En los últimos años, los RNBs han sido reconocidos como una de las herramientas más prometedoras en el desarrollo de la física nuclear fundamental y astrofísica.

La producción de RNB en SPIRAL se consigue utilizando haces de iones pesados de alta corriente que se hace chocar con un blanco de grafito. Las intensidades y energías de los haces de iones estables de GANIL limitan el uso de RNB de alta intensidad a núcleos relativamente ligeros ($A < 80$). Desde el principio del proyecto SPIRAL, se propuso aumentar el rango de iones acelerados para producir RNB de fragmentos de fisión de alta intensidad. Con este propósito surge el proyecto SPIRAL2: producir haces de iones estables y radioactivos de muy alta intensidad. Una característica importante de esta futura instalación será la posibilidad de distribuir haces estables o radioactivos a diferentes usuarios simultáneamente en un rango de energía desde el keV hasta varias decenas de MeV/n.

Entre los intereses científicos asociados a SPIRAL2 podemos destacar los siguientes:

1. MOTIVACIÓN

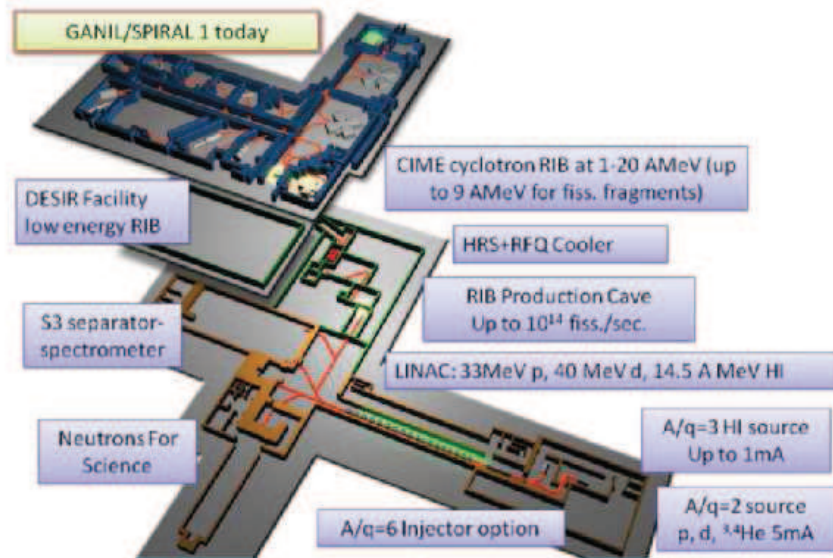


Figura 1.3: Imagen de las instalaciones de GANIL, donde se puede distinguir la ampliación que supone el proyecto SPIRAL2 [8].

- Física de los núcleos exóticos: existe un especial interés en la investigación de los núcleos y las interacciones entre las partículas que los constituyen utilizando núcleos con un cociente protón-neutrón inusual (núcleos exóticos). Gracias a la muy alta intensidad de los haces radioactivos que se producirán en SPIRAL2, se podrán acceder a experimentos que hoy en día son inaccesibles, desde dispersión elástica hasta reacciones de fusión-evaporación.
- Astrofísica nuclear: SPIRAL2 producirá abundantes núcleos exóticos que permitirán el estudio del proceso-r y rp. Se abren, de este modo, nuevos campos de investigación en astrofísica ya que este mecanismo es uno de los más importantes en la nucleosíntesis nuclear.
- Neutrones para la ciencia (NFS): SPIRAL2 producirá un alto flujo de neutrones en un rango de energía que va desde varias centenas de keV hasta alrededor de 40 MeV. Se ofrece gracias a ello, una oportunidad única para la irradiación de materiales y la medida de secciones eficaces.

El plano focal de una nueva área experimental de SPIRAL2, S³ (acrónimo del inglés *Super Separator Spectrometer*), se utilizará para identificar los núcleos. Será necesario entonces emplear detectores de trazado que permitan la reconstrucción de la trayectoria y velocidad de los núcleos mediante el método de tiempo

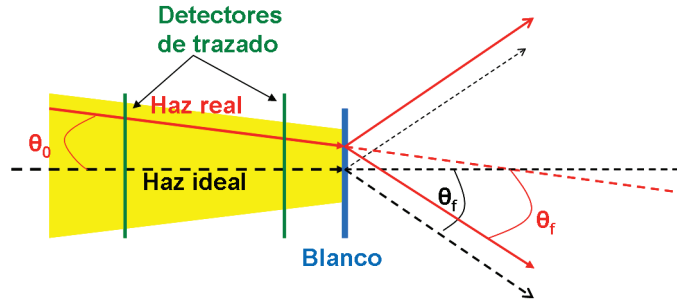


Figura 1.4: Esquema del proceso de reacción de un haz de iones sobre un blanco.

de vuelo. Debido a las características de los haces de iones radioactivos que se producirán en SPIRAL2, los detectores de trazado clásicos generarían una gran dispersión angular y de energía. Surge por tanto, la necesidad de investigar y desarrollar detectores de trazado que se ajusten a los nuevos parámetros de los haces radioactivos que se generarán en SPIRAL2.

1.3 Interés por los detectores de trazado

Múltiples experimentos en física nuclear, física de partículas y astrofísica, se dedican a investigar las propiedades de partículas subatómicas y las leyes de la naturaleza responsables de la interacción entre ellas. Son necesarios entonces detectores, no sólo para detectar la presencia de estas partículas, sino capaces también de medir diferentes parámetros de las partículas. En general, en los experimentos de física nuclear son necesarios sistemas de detección que permitan conocer la posición y el tiempo de vuelo de las partículas para poder identificar el tipo de partícula y su energía. A partir de la tasa de conteo del detector, puede determinarse la sección eficaz diferencial para cada proceso originado en una reacción nuclear.

En numerosos experimentos, la reconstrucción de la trayectoria de las partículas es fundamental. En el caso particular de un haz de iones que incide sobre un blanco (como el esquema presentado en la figura 1.4), donde el haz incidente presenta una distribución desconocida, medir la trayectoria de los iones nos da información sobre el proceso de reacción e información sobre la distribución angular y velocidad de las partículas incidentes.

Determinar la trayectoria antes del punto de interacción, implica conocer la posición y el tiempo de vuelo, determinando así el ángulo de incidencia del haz sobre el blanco, la velocidad antes de la interacción con el blanco y por tanto la energía, y conocer con la mayor exactitud posible el punto de impacto en el

1. MOTIVACIÓN

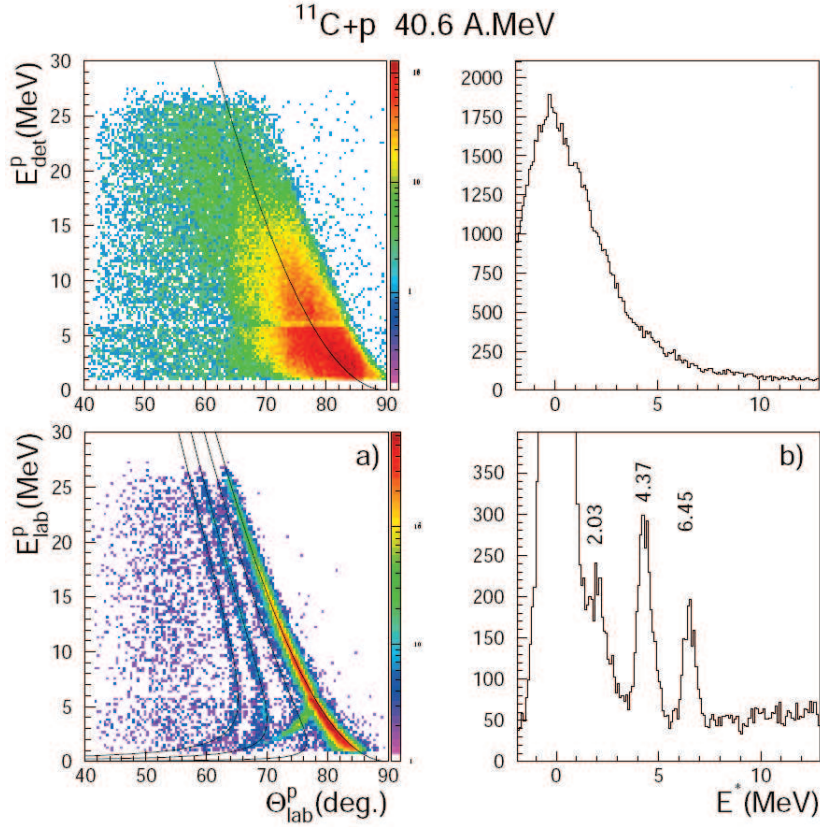


Figura 1.5: Datos de la dispersión elástica e inelástica para el ^{11}C en protones a una energía de 40.6 MeV/n. Arriba análisis de los datos sin considerar la información de los detectores de trazado y abajo considerando dicha información [9].

blanco. Estos datos son muy importantes a la hora de reconstruir la cinemática de las reacciones.

La figura 1.5 pone de manifiesto la influencia del punto de impacto y el ángulo de incidencia en el blanco sobre el análisis de los datos de un experimento realizado en GANIL. La finalidad de dicho experimento era el estudio de la dispersión elástica e inelástica de los primeros estados excitados, para los núcleos $^{10,11}\text{C}$ [10]. En la figura 1.5 arriba a la izquierda, se puede ver la matriz de correlación entre la energía (E_p) y ángulo (θ_p) del protón dispersado en la reacción $p(^{11}\text{C},p')$ para una energía de 40.6 MeV/n sobre un blanco de polipropileno de 1.48 mg/cm^2 . La figura 1.5 arriba a la derecha, presenta el espectro de la energía de excitación del ^{11}C , donde solo aparece la estructura de un pico a la energía de excitación cero. En este caso, los datos fueron analizados considerando que el haz de ^{11}C impacta de forma perpendicular y puntual en el blanco. Como resultado, se asignan ángulos

de dispersión que no corresponden con la realidad a protones con determinadas energías. En las dos figuras 1.5 inferiores, se ha tenido en cuenta en los cálculos realizados para el análisis de los datos, la información extraída de los detectores de trazado situados antes del blanco (como se ilustra en la figura 1.4). La posición y el ángulo de incidencia del haz (evento a evento) sobre el blanco obtenidos gracias a la presencia de dos detectores de trazado permite determinar con exactitud el ángulo del protón dispersado. Se conoce de esta forma, la energía del protón y el ángulo de dispersión correcto correspondiente para cada evento. Como resultado, ahora es posible separar claramente los diferentes estados excitados en la matriz (figura 1.5 abajo a la izquierda) y en el espectro de la energía de excitación E^* : $1/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$ (figura 1.5 abajo a la derecha).

Para determinar la trayectoria de los iones antes del punto de impacto, necesitamos detectores que permitan la transmisión del haz y nos permitan medidas de posición y tiempo evento a evento. La interacción de los iones con el detector de trazado debe ser suficiente para ser detectados, pero no demasiada. No debe perturbar la trayectoria del haz, y por consiguiente la dispersión angular y de energía que provoque en el haz de iones, al atravesar el detector de trazado, debe ser mínima.

1.4 Estado del arte

En esta sección vamos a presentar distintos tipos de detectores que se utilizan o utilizarán como detectores de trazado en distintas instalaciones radioactivas, dependiendo de las características del haz que se desee o necesite trazar.

1.4.1 Detectores de diamante

Los detectores de diamante se engloban dentro de los detectores de estado sólido. Cuando una partícula cargada atraviesa el detector crea pares electrón-hueco. Debido al campo eléctrico aplicado en el detector, las cargas liberadas se mueven hacia el electrodo correspondiente induciendo una señal eléctrica.

La producción comercial de finas hojas de diamante se realiza mediante deposición de vapores químicos (CVD) [11]. Se producen así detectores cuyo material es una capa de diamante policristalino (PC) o monocristalino (SC) de espesor superior a $50\ \mu\text{m}$. Las principales diferencias entre ambos son el tamaño máximo alcanzado, que mientras en el caso de detectores de diamante PC llega a ser de $5\times 5\ \text{cm}^2$, en el caso de SC es tan sólo de $5\times 5\ \text{mm}^2$, y por otro lado el precio, siendo 5 veces más costosa la producción de SC en comparación a la producción de PC.

El uso de materiales como el diamante para detectar partículas cargadas, tiene asociada una serie de ventajas. Entre las características más importantes que

1. MOTIVACIÓN

presenta este material cabe destacar: una baja corriente de fuga, hecho que favorece que este tipo de detectores tenga un nivel de ruido bajo; una buena conductividad térmica (5 veces superior a la del cobre); buen comportamiento a alta temperatura ($\sim 300^\circ\text{C}$) debido a la elevada banda prohibida que tiene, 5.6 eV, si la comparamos con la del silicio, 1.11 eV. Una rápida velocidad de respuesta es otra de las características importante que presenta este tipo de detectores.

En la mayoría de los experimentos en los que se emplean haces exóticos, se tiene que incluir un doble dispositivo para identificar las partículas y las propiedades cinemáticas antes y después del blanco, como se ha comentado anteriormente. El dispositivo experimental para el estudio de reacciones con haces radioactivos relativistas (R3B acrónimo del inglés *Reactions with Relativistic Radioactive Beams*) forma parte del proyecto FAIR. El objetivo de la colaboración internacional R3B es desarrollar y construir un dispositivo versátil con una alta eficiencia, aceptación y resolución para poder realizar unas completas medidas de la cinemática de las reacciones con haces radioactivos de alta energía [12].

Para realizar el trazado de haces de alta energía antes del blanco se necesitan detectores con una resolución temporal inferior a 100 ps y una resolución espacial de 3 mm (FWHM) sería suficiente. Además debe soportar una tasa de cuentas entre 10^7 Hz y 10^8 Hz. Los detectores de diamante parecen responder bien a estas exigencias.

Algunas pruebas que fueron realizadas con este tipo de detectores en GSI con un haz de ^{16}O de 117 MeV de energía [13], mostraron una resolución temporal $\sigma_t \sim 60$ ps, una eficiencia del 98 % y una gran robustez, soportando flujos de hasta 10^{13} iones/ cm^2 . La resolución temporal alcanza valores del orden de $\sigma_t \sim 30$ ps empleando un haz de ^{129}Xe de 600 MeV/n de energía.

Las características anteriormente resaltadas de los detectores de diamante, hace que sean resistentes a los daños por radiación, y tengan muy buenas respuestas temporales y de tasa de conteo. Estas propiedades, junto con que el grosor de este tipo de detectores sea mayor a 50 μm , convierten a los detectores de diamante en muy buenos candidatos para ser empleados como detectores de trazado y en medidas de tiempo de vuelo (TOF) de iones pesados de alta energía, donde la dispersión angular y de energía que provocan en el haz es mínima.

Consideramos el caso particular de un haz de ^{19}C (núcleo halo por el que tiene interés el grupo FNB) con una energía de 5 MeV/n atravesando un detector de diamante de 50 μm de espesor. Dicho haz sufriría una pérdida de energía $\Delta E = 54.8$ MeV, una dispersión de energía $\delta E = 0.0169$ MeV/n y una dispersión angular $\delta\theta = 8.3$ mrad. Debido a la gran pérdida de energía y a la dispersión angular provocada en el haz, este tipo de detectores de diamante no son los más adecuados para emplearlos en el trazado de haces de núcleos exóticos de baja energía.

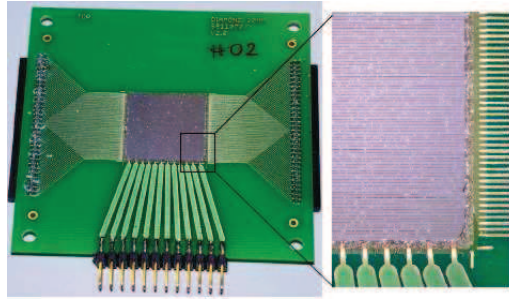


Figura 1.6: Imagen de un detector segmentado de diamante montado sobre una PCB [13].

1.4.2 Detectores de microtiras de Silicio

Los detectores de silicio, son conocidos desde hace más de 50 años, sin embargo sus capacidades para el trazado de partículas comenzaron a investigarse al comienzo de los años 80 [14]. Segmentando en tiras independientes uno de los electrodos se puede obtener la posición de la partícula cargada que atraviesa el detector. La mayoría de los detectores de partículas de tiras de silicio funcionan, en principio, aplicando un voltaje de polarización inverso sobre estrechas tiras (que pueden ser inferiores a $100\ \mu\text{m}$ de ancho) de silicio dopadas. Los pares electrón-hueco generados al pasar la partícula cargada, viajarán siguiendo las líneas de campo, a la tira correspondiente, y entonces se producirá una señal solo en las tiras que recolecten una apreciable cantidad de portadores de carga.

Situando diversos detectores de este tipo alrededor de un punto de colisión en un acelerador de partículas, se puede conseguir por ejemplo, una imagen precisa del camino que toman las partículas tras el impacto.

Los detectores de tiras de silicio de doble cara (DSSSD), son otro tipo de detectores de silicio segmentado, donde las tiras se disponen de forma ortogonal en caras opuestas del detector como puede verse en la figura 1.7. La corriente se inducirá en ambas caras del silicio segmentado debido al movimiento de los pares electrón-hueco, pudiéndose obtener independientemente las coordenadas x e y [15]. El espesor de este tipo de detectores varía desde unas decenas a unas centenas de micrómetros.

Los detectores de silicio poseen una resolución mejor para el trazado de partículas cargadas que otras tecnologías más antiguas como por ejemplo, las cámaras de hilos. Es lógico que este tipo de detectores que se pueden segmentar en microtiras, presenten una mejor resolución espacial que una cámara de hilos donde la separación entre hilos sea $1\ \text{mm}$. El inconveniente de este tipo de detectores es que son mucho más caros que las cámaras de hilos y que necesitan refrigeración para disminuir las corrientes de fuga, fuente de ruido en los detectores de silicio. Además, sufren una degradación con el tiempo por el efecto de la radiación, pues

1. MOTIVACIÓN

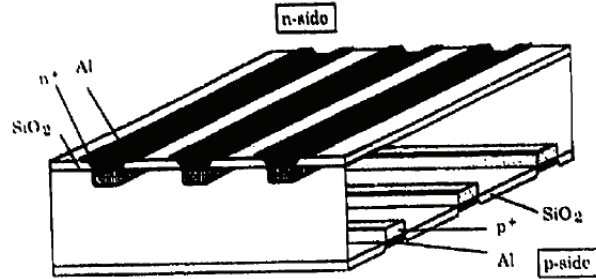


Figura 1.7: Esquema de un detector de tiras de silicio de doble cara (DSSSD) [16].

los detectores de silicio no soportan flujos superiores a 10^5 pps, y el tamaño máximo alcanzado de esos detectores es de $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Al igual que antes, consideramos el mismo haz de ^{19}C , también con una energía de 5 MeV/n. Ahora al atravesar un detector de silicio de tan solo $40 \mu\text{m}$ de espesor, el haz sufrirá una pérdida de energía $\Delta E = 20.5 \text{ MeV}$, y la dispersión angular y energética será respectivamente $\delta\theta = 7.28 \text{ mrad}$ y $\delta E = 0.0009 \text{ MeV/n}$. De nuevo la pérdida de energía en el detector y la dispersión angular del haz al atravesarlo, no hacen de este tipo de detectores unos buenos candidatos para el trazado de este tipo de haces exóticos.

1.4.3 Detectores gaseosos

Los detectores gaseosos también han sido y son empleados para el trazado de partículas. Un ejemplo de detector gaseoso que se sigue utilizando en GANIL, para el trazado de haces de iones, es el detector CATS (acrónimo del francés *Chambre à Trajectoire de Saclay*).

El detector CATS (figura 1.8), es una MWPC (del inglés *MultiWire Proportional Chamber*), que opera a baja presión [17]. Tiene un área activa de $70 \times 70 \text{ mm}^2$. El ánodo es un plano de hilos de tungsteno dorado de tan sólo $10 \mu\text{m}$ de diámetro y 1 mm de separación entre hilos, que se localiza en medio dos cátodos segmentados (tiras de mylar aluminizado de $1.5 \mu\text{m}$ de espesor), dispuestos perpendicularmente entre sí, a una distancia de 3.2 mm del ánodo. Las ventanas del detector están hechas de mylar aluminizado de $1.5 \mu\text{m}$ de espesor, y el gas que se emplea es isobutano puro a 8 mbar de presión.

Este tipo de detectores presentan señales rápidas favorecidos por la rápida velocidad de deriva de los electrones en el gas. Este hecho se transforma en una buena resolución temporal ($\sim 100 \text{ ps}$). Otras ventajas que poseen son una buena resolución espacial ($\sim 100 \mu\text{m}$), una eficiencia de detección del 100 % y la posibilidad de aumentar su tamaño sin problemas, junto con su bajo coste y facilidad de reparación.

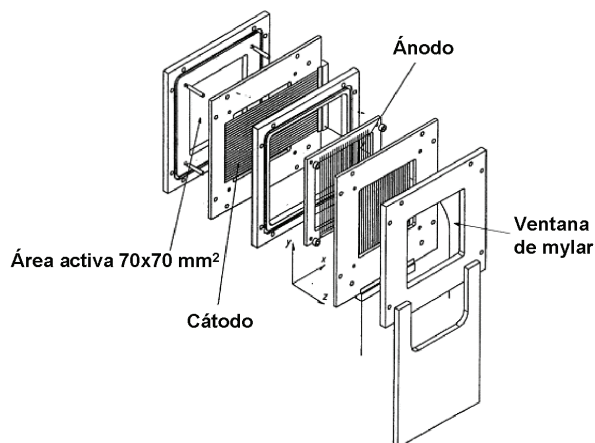


Figura 1.8: Esquema de un detector CATS [17]

No obstante, estos detectores gaseosos también presentan algunos inconvenientes, tales como la vulnerabilidad a las descargas para una tasa de conteo superior a 10^5 pps, su fragilidad y delicadeza a la hora de ser empleados. Además, la necesidad de utilizar ventanas de $1.5 \mu\text{m}$ de mylar, junto con el espesor de gas, hace que estos detectores sean adecuados para el trazado de haces de iones pesados de energía superior a 10 MeV/n (energías intermedias), donde la apertura angular y dispersión en energía del haz, que provocan al ser atravesados por él, son mínimas.

En el caso de un haz de ^{19}C con una energía de 5 MeV/n , la pérdida de energía que se produciría al atravesar el haz el detector CATS sería $\Delta E = 2.6 \text{ MeV}$, y su dispersión angular y de energía sería $\delta\theta = 2.7 \text{ mrad}$ y $\delta E = 0.6 \text{ MeV/n}$ respectivamente. Esta dispersión angular y en energía no haría a este tipo de detectores los más adecuados para el trazado de los haces de núcleos exóticos de baja energía.

1.4.4 Detectores de hoja emisora

Los detectores de hoja emisora se basan en la detección de los electrones que salen de una fina hoja cuando es atravesada por el haz de iones o por partículas cargadas [18]. El número de electrones secundarios emitidos, dependerá de la pérdida de energía del haz en la hoja emisora. Se consigue mediante este método de detección minimizar la materia que debe atravesar el haz, pues las hojas empleadas nunca superan el micrómetro de espesor. Se maximiza, de este modo, la transmisión del haz sin apenas degradarlo.

Los electrones que salen de la hoja se detectan mediante un detector que se sitúa fuera de la trayectoria del haz acoplado a la hoja emisora. El detector empleado para ello puede ser un detector de placas de microcanales (MCP) o un detector gaseoso

1. MOTIVACIÓN

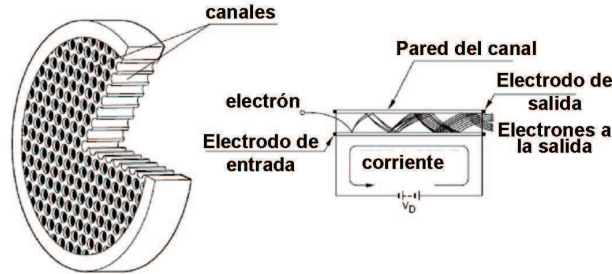


Figura 1.9: Esquema de un detector MCP [20]

a baja presión entre otros, eligiéndose en cada caso el tipo de detector que mejor se adecúe a las necesidades.

Considerando el mismo haz de ^{19}C , al atravesar una hoja de $1\ \mu\text{m}$ de espesor de mylar (hoja emisora), tendríamos una pérdida de energía $\Delta E=0.33\ \text{MeV}$, y una dispersión $\delta\theta=0.55\ \text{mrad}$ y $\delta E=0.0009\ \text{MeV/n}$. En este caso las dispersiones que se producen en el haz son mínimas y la pérdida de energía es pequeña, pero suficiente para generar el número de electrones necesarios para conseguir una señal significativa en el detector de electrones secundarios empleados. Parecen por tanto, unos buenos candidatos para trazar este tipo de haces exóticos.

MCP

Los detectores tipo MCP (del inglés *MicroChannel Plates*), cuyo esquema se presenta en la figura 1.9, están constituidos por un conjunto de multiplicadores de electrones orientados paralelamente unos a otros [19]. Han sido ampliamente empleados acoplados a hojas emisoras [18] por sus características: una alta ganancia, rápida respuesta, buena resolución espacial en dos dimensiones y alta capacidad de conteo.

Un grupo de investigación del GSI y de la universidad de Colonia, están inmersos en el desarrollo de este tipo de detectores para su uso en el trazado de haces de iones degradados en GSI. En diferentes pruebas que fueron realizadas con detectores MCP, se han obtenido una resolución temporal de $140\ \text{ps}$ (FWHM) y una resolución espacial de $3\ \text{mm}$ (FWHM) en medidas con partículas α , mientras que con fragmentos de fisión se llegó a una resolución espacial de $1.5\ \text{mm}$ (FWHM) [21].

El mayor inconveniente de este tipo de detectores es la dificultad de producirlos con un área activa grande, aunque en los últimos años se han conseguido MCPs cuya área activa es de $20\times 20\ \text{cm}^2$ [22]. Sin embargo el coste de producción sigue siendo muy elevado si se compara con otro tipo de tecnologías, como los detectores gaseosos descritos a continuación.

Detectores gaseosos a baja presión

Los detectores gaseosos a baja presión son empleados también para detectar los electrones secundarios que salen de la hoja emisora al paso de las partículas cargadas [23]. La principal ventaja de éstos frente a las MCP es la posibilidad de fabricar detectores de gran tamaño ($20 \times 40 \text{ cm}^2$) con un bajo coste, además de su rápida respuesta temporal ($\sigma_t \sim 100 \text{ ps}$).

Son este tipo de detectores gaseosos acoplados a una hoja emisora el objeto de estudio de este trabajo, por ser buenos candidatos para la medida del tiempo de vuelo y el trazado de haces de iones pesados (núcleos exóticos) degradados y de alta intensidad en la rama de baja energía de FAIR.

1.5 Interés científico

El trabajo que aquí se presenta tiene su motivación científica en el estudio de núcleos con halo muy exóticos. El estudio de núcleos como ^6He , ^{11}Li y ^{11}Be , realizados por nuestro grupo en instalaciones como ISOLDE-CERN (Suiza), GANIL (Caen, Francia), CRC (Louvain La Neuve, Bélgica) y TRIUMF (Vancouver, Canada), ha permitido investigar propiedades únicas de estos sistemas, como es el efecto de la polarizabilidad dipolar. La extensión de estos trabajos a otros núcleos halo más pesados, como es el caso del ^{19}C , requiere el uso de la instalación FAIR, y en particular su línea de baja energía. No obstante, el diseño de la línea de baja energía contempla la producción de haces degradados, con un gran tamaño y una baja resolución en energía.

El uso de detectores de trazado de gran área activa, adaptados para energías bajas (varios MeV por nucleón), es la solución idónea para poder estudiar la física de núcleos halo a partir de los haces de baja energía de FAIR.

Por otro lado, la instalación SPIRAL2 prevé la utilización de detectores de trazado de área activa grande, situados en el plano focal de S^3 , para distintas aplicaciones, entre las que destaca las reacciones para producción de núcleos superpesados. Los grupos del IRFU/SPhN del CEA-Saclay y GANIL tienen una amplia experiencia en la construcción de detectores gaseosos de hoja emisora, que son válidos tanto para el estudio de haces pesados en SPIRAL2 como para núcleos exóticos de masa media en FAIR.

Finalmente, el Centro Nacional de Aceleradores (CNA) tiene, entre sus objetivos estratégicos, el desarrollo de tecnología de detectores, para su utilización en grandes instalaciones internacionales. Con este objetivo, se ha desarrollado una cámara de trazado en la que pueden realizarse pruebas relevantes para detectores, haciendo uso de los haces estables que se producen en el acelerador Tándem de 3 MV.

La combinación de estos tres elementos (motivación física de núcleos exóticos en FAIR, experiencia de detectores en el CEA-Saclay y GANIL y desarrollo de las

1. MOTIVACIÓN

capacidades instrumentales del CNA), es la motivación del presente trabajo, en el que se han investigado, construido y probado diferentes prototipos de detectores de trazado.

Física de los detectores gaseosos

En el capítulo que se desarrolla a continuación, vamos a describir los principales fenómenos físicos que hacen posible la detección de partículas cargadas en los detectores gaseosos. Cuando una partícula cargada interacciona con las moléculas del gas que encierra el volumen del detector, se crean cargas al producirse la ionización del medio. La acción de un campo eléctrico intenso generado por la diferencia de tensión aplicada entre los electrodos del detector provoca el movimiento y amplificación de las cargas induciéndose así una señal eléctrica. La interacción de partículas cargadas con un medio, ionización, transporte de la carga, amplificación y generación de la señal serán los conceptos tratados a lo largo del capítulo.

Nos centraremos sólo en la interacción de las partículas cargadas con el medio gaseoso, ya que éste es el proceso que se produce en los detectores gaseosos de baja presión que son el objeto de estudio en esta tesis doctoral.

2.1 Interacción de partículas cargadas con el medio

Cuando una partícula cargada atraviesa un medio, en nuestro caso particular un medio gaseoso, sufre una pérdida de energía y una desviación de su trayectoria original. Esto puede deberse principalmente a tres procesos:

- **Colisiones Inelásticas** o interacciones coulombianas resultado de la fuerza coulombiana que sienten los electrones de los átomos del medio cuando la partícula cargada interacciona con ellos.

2. FÍSICA DE LOS DETECTORES GASEOSOS

- **Dispersión elástica** de las partículas cargadas con los núcleos de los átomos del gas.
- **Bremsstrahlung** o radiación de frenado, es la radiación electromagnética producida por la desaceleración de una partícula cargada cuando es deflectada por otra partícula cargada.

Existen otros fenómenos que pueden ocurrir debido a la interacción de partículas cargadas, pero no son relevantes para las energías y tipo de gases que nos interesan en este estudio, entre ellos por ejemplo las reacciones nucleares. La mayor parte de la pérdida de energía de la partícula incidente en el gas se debe a mecanismos de interacción coulombiana que se pueden agrupar en dos clases: colisiones cercanas, con una gran transferencia de energía que da lugar a la liberación de cargas (ionizaciones), y colisiones lejanas que implican una menor transferencia energética pudiéndose producir tanto ionizaciones como excitaciones (paso de un electrón a una capa superior del átomo).

La dispersión elástica de las partículas cargadas por los núcleos de los átomos del gas ocurre frecuentemente, aunque no tan a menudo como las colisiones con los electrones. En general, se transfiere muy poca energía en estas colisiones debido a la diferencia de masas de los núcleos respecto a la masa de las partículas incidentes. En el caso de masas comparables, parte de energía se pierde mediante este mecanismo, sin embargo, la mayor parte de la pérdida de energía se sigue produciendo debido a las interacciones con los electrones atómicos.

La colisión o interacción entre dos partículas se describe generalmente mediante la sección eficaz (σ). Esta cantidad esencialmente nos da una medida de la probabilidad de que ocurra una interacción o reacción nuclear. La distancia que recorre una partícula en un medio sin sufrir una interacción, se define como el recorrido libre medio (λ) y se puede expresar como función de σ mediante la ecuación 2.1:

$$\lambda = \frac{1}{N\sigma} \quad (2.1)$$

donde N es la densidad de partículas en el medio.

La pérdida de energía de una partícula cargada a lo largo de la trayectoria que realiza en el medio que atraviesa, fue ampliamente estudiada por Bethe-Bloch quienes dieron la primera fórmula para su cálculo en 1930 [24]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \ln \left[\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (2.2)$$

donde

r_e es el radio clásico del electrón

2.1 Interacción de partículas cargadas con el medio

m_e es la masa del electrón

N_a es el número de Avogadro

I es el potencial medio de excitación del medio

Z es el número atómico del medio

A es el número másico del medio

ρ es la densidad del medio

z es la carga de la partícula incidente en unidad de carga del electrón

$\beta = v/c$ siendo v la velocidad de la partícula incidente y c la velocidad de la luz

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$$

W_{max} es la energía máxima transferida por la partícula incidente a un electrón del medio en una colisión

A energías no relativistas, que es el caso que nos interesa, la pérdida de energía por unidad de longitud es inversamente proporcional a la energía de la partícula incidente como se deduce de la ecuación 2.2.

En el caso de los electrones, al interaccionar con la materia también pierden energía por colisiones inelásticas con el medio, sin embargo hay que tener en cuenta la pérdida de energía que sufren por emisión de radiación electromagnética (bremsstrahlung), radiación debida a la desaceleración del electrón cuando se desvía de su trayectoria inicial. No obstante, es despreciable para energías por debajo de los 10 MeV, y este es el caso que nos ocupa en este estudio.

Se puede aplicar la fórmula de Bethe-Bloch para describir la pérdida de energía de los electrones mediante colisiones inelásticas (interacciones coulombianas) como en el caso de las partículas cargadas, pero debe ser modificada, ya que ahora el electrón incidente puede ser deflectado al tener una masa igual a los electrones del átomo del medio con el que interacciona. La ecuación 2.2 pasaría a ser:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)} \right) + 1 - \beta^2 + \frac{\frac{1}{8}\tau^2 - (2r+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.3)$$

donde

τ es la energía cinética de la partícula incidente.

2. FÍSICA DE LOS DETECTORES GASEOSOS

δ es una corrección de densidad. El paso de una partícula polariza el medio. Esta corrección tiene en cuenta que esta polarización entraña una disminución del poder de frenado. Solo debe considerarse cuando la partícula tiene una energía comparable a su masa en reposo.

C es una corrección de capa que tiene en cuenta que la velocidad de la partícula incidente es muy superior a la velocidad de los electrones atómicos del medio. Para obtener el poder de frenado correcto, se debe tener en cuenta la influencia de cada órbita atómica.

Una discusión más detallada sobre el significado de cada término y la validez de la ecuación de Bethe-Bloch puede ser encontrada en [25].

2.2 Ionización del gas

Como se ha descrito en la sección 2.1 el principal mecanismo de interacción de una partícula cargada con un medio gaseoso es la interacción coulombiana, donde la partícula cargada incidente pierde, mediante colisiones inelásticas, energía excitando o ionizando las moléculas del gas a lo largo de su recorrido. Cuando una molécula es ionizada, se crea un ión y un electrón libre, es el llamado par ión-electrón. Cuando el electrón liberado adquiere una energía superior al potencial de ionización, I_{ion} , puede crear un nuevo par ión-electrón. Se produce lo que se llama una ionización secundaria del medio. La ionización total es la suma de la ionización primaria y secundaria.

La base del principio de funcionamiento de un detector gaseoso, es la ionización del gas al paso de una partícula cargada. Este hecho está relacionado con la energía depositada.

En general, dos partículas con idéntica energía, no producirán el mismo número de pares iones electrones. La probabilidad de obtener k pares sigue una distribución de Poisson, determinada por el número medio de pares n_p (ecuación 2.4):

$$P(n_p, k) = \frac{n_p^k}{k!} e^{-n_p} \quad (2.4)$$

Como la creación de pares sigue un proceso estadístico, existe una fluctuación en el número de electrones primarios generados por partículas idénticas. El factor Fano, F (ecuación 2.5), se introduce como una manera de cuantificar la diferencia entre el número de pares o electrones primarios, predicho por la estadística de poisson, y el número total de pares observado experimentalmente, n_T , que se calcula siguiendo la ecuación 2.6 [15]. El factor Fano representa un límite fundamental en la resolución en energía de cualquier detector basado en la recolección de carga generada por el paso de una partícula. Es un factor empírico

2.3 Transporte de carga

Tabla 2.1: Energía media W para la creación de pares ión-electrón, potencial de ionización I_{ion} y potencial de excitación I_{exc} para diferentes gases.

Gas	W (eV)	I_{ion} (eV)	I_{exc} (eV)
Hidrógeno	37	15.4	10.8
Helio	41	24.6	19.8
Nitrógeno	35	15.5	8.1
Argón	26	15.6	11.6
Xenón	22	12.1	8.4
Metano	28	13.1	
Isobutano	23	10.8	

cuyo valor para gases nobles se encuentra entre 0.15-0.2 y para gases poliatómicos entre 0.2-0.4 [26].

$$\sigma_{n_T}^2 = F n_T \quad (2.5)$$

$$n_T = \frac{E_0}{W} \quad (2.6)$$

En la ecuación 2.6, E_0 es la energía total depositada por la partícula cargada en el volumen del gas y W es la energía media necesaria para la creación de un par ión-electrón. W es superior al potencial de ionización (I_{ion}) para cada gas, debido a la pérdida de energía de la partícula incidente por procesos como la excitación (I_{exc}), donde no se ioniza el gas. En la tabla 2.1 se muestran algunos valores de W , I_{ion} e I_{exc} para algunos gases que se ha extraído de [25, 27].

En el caso de tener una mezcla de gases, la energía media para la creación de un par ión-electrón W_M puede calcularse como una media ponderada de las W de los gases puros que forman parte de la mezcla. Podemos decir que depende del porcentaje de los gases en la mezcla. Si tenemos una mezcla de dos gases A y B, de una forma sencilla podemos aproximar el número total de pares iones-electrones, n_T según la ecuación 2.7:

$$n_T = \frac{E_0}{W_A} C_A + \frac{E_0}{W_B} C_B \quad (2.7)$$

donde W_A y W_B es la energía media para la creación de un par ión-electrón para cada uno de los gases puros A y B que constituyen la mezcla y C_A y C_B son las concentraciones de dichos gases en dicha mezcla, siendo $C_A + C_B = 1$.

2.3 Transporte de carga

Un aspecto importante, en el funcionamiento de los detectores gaseosos, es el movimiento de las cargas generadas por la ionización del gas debido al campo

2. FÍSICA DE LOS DETECTORES GASEOSOS

eléctrico que se establece entre los electrodos del detector. La deriva y difusión de los iones y electrones serán conceptos que se tratarán en esta sección. Una discusión más detallada se puede encontrar en [27, 28, 29].

2.3.1 Deriva de los electrones

En ausencia de fuerzas, las cargas producidas por ionización (iones y electrones) pierden su energía mediante múltiples colisiones con las moléculas del gas y adoptan la energía térmica media del gas. La teoría cinética de los gases define la energía cinética media de traslación como $\varepsilon_T = (3/2)kT$, donde T es la temperatura y k la constante de Boltzman. En condiciones normales ε_T adopta el valor $\sim 0,04 \text{ eV}$. La distribución de energías sigue una distribución de Maxwell como la expresada en la ecuación 2.8:

$$F(\varepsilon) = C\sqrt{\varepsilon}e^{-(\varepsilon/kT)} \quad (2.8)$$

Los electrones en estas condiciones, tendrán una velocidad instantánea u cuya orientación será aleatoria.

Cuando están sometidos a un campo eléctrico E , los electrones, debido a su pequeña masa, pueden adquirir y aumentar su energía entre las colisiones con las moléculas del gas.

Consideremos un electrón entre dos colisiones. Inmediatamente después de la primera colisión no tiene una preferencia en la dirección. Después de un pequeño tiempo, además de su velocidad instantánea u cuya orientación es aleatoria, el electrón habrá ganado una velocidad extra v_d que es igual a su aceleración debido al campo eléctrico, multiplicado por el tiempo medio desde la última colisión τ :

$$v_d = \frac{eE\tau}{m} \quad (2.9)$$

Esta velocidad extra aparece macroscópicamente como la velocidad de deriva de los electrones v_d , y es función del campo eléctrico E aplicado y del tiempo medio entre colisiones τ (ecuación 2.9). El tiempo medio entre colisiones con los átomos del gas τ , se define como el recorrido libre medio λ dividido por la velocidad instantánea u del electrón con una energía media ε . En el caso particular, donde la energía debido al campo eléctrico es mucho mayor que la energía térmica de los gases, si tenemos en cuenta el balance de energía, entre la energía adquirida por el electrón debido al campo eléctrico y la energía que pierde en las colisiones, se puede aproximar la velocidad de deriva v_d y la velocidad instantánea de los electrones u mediante las ecuaciones 2.10 y 2.11 respectivamente:

$$v_d^2 = \frac{eE}{mN\sigma_s(\varepsilon)} \sqrt{\frac{f_s(\varepsilon)}{2}} \quad (2.10)$$

$$u^2 = \frac{eE}{mN\sigma_s(\varepsilon)} \sqrt{\frac{2}{f_s(\varepsilon)}} \quad (2.11)$$

donde m y e son la masa y carga del electrón, N es la densidad de partículas en el gas, $\sigma_s(\varepsilon)$ es la sección eficaz de dispersión elástica del electrón con las moléculas del gas, y $f_s(\varepsilon)$ es la fracción de energía perdida en cada colisión.

La sección eficaz σ_s depende fuertemente de la energía media del electrón (ε), y por tanto del campo eléctrico. En las figuras 2.1 y 2.2 se presenta la sección eficaz de colisión frente a la energía para dos gases puros, isobutano y argón extraídas de [30]. Se observa cómo la sección eficaz de dispersión elástica varía desde un máximo a un mínimo al aumentar la energía. Es el denominado efecto Ramsauer, consecuencia de los procesos mecánico-cuánticos producidos por la proximidad de la longitud de onda del electrón a los electrones de la corteza de los átomos del gas. En la figura 2.2 se puede ver como en el caso del argón el mínimo de la sección eficaz de dispersión se encuentra a 0.25 eV, y la energía mínima de excitación es 11.5 eV mientras que la energía mínima de ionización es 15.6 eV. En el caso del isobutano (figura 2.1), la energía mínima de ionización es de solo 10.6 eV y la de excitación 8 eV. Una mayor velocidad de deriva se consigue si la energía del electrón permanece próxima a la energía que hace mínima la sección eficaz elástica. En los gases nobles (como es el caso del argón), la energía del electrón únicamente puede ser disipada mediante procesos de excitación y de ionización como puede verse en la figura 2.2, en cambio en los gases poliatómicos (como es el caso del isobutano), la pérdida de energía de los electrones puede deberse a procesos vibracionales (como se observa en la figura 2.1). Bajo estas circunstancias se ve con claridad que la velocidad de deriva depende de la composición del gas.

En las ecuaciones 2.9 y 2.10 se puede ver también la dependencia de la velocidad de deriva con el campo eléctrico y la presión del gas. Esta dependencia se refleja a través de la relación E/P que es el campo eléctrico reducido. En la figura 2.3 se muestra la velocidad de deriva de los electrones en isobutano en función del campo eléctrico reducido [31]. Este gas presenta una alta velocidad de deriva (~ 6 cm/ μ s), lo que hace interesante su uso en los detectores gaseosos.

2.3.2 Movilidad de los iones

El comportamiento de los iones bajo la acción de un campo eléctrico difiere del de los electrones debido a su mayor masa. Consideremos un ión entre dos colisiones. Debido a su masa, no sufre una dispersión isotrópica (como sucede con los electrones). Tras la colisión, se superpone a la velocidad aleatoria u_r una componente u_d en la dirección de la deriva. Tras un pequeño tiempo, el ión tiene además, una velocidad extra v igual a la aceleración del ión debido al

2. FÍSICA DE LOS DETECTORES GASEOSOS

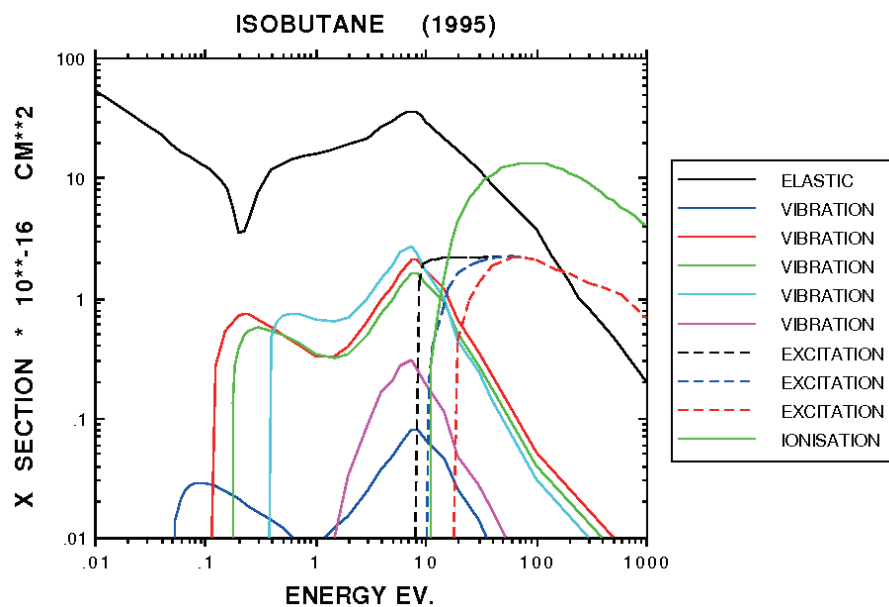


Figura 2.1: Sección eficaz de colisión en isobutano en función de la energía donde se puede ver la sección eficaz de colisión elástica y de ionización, excitación y procesos vibracionales [30].

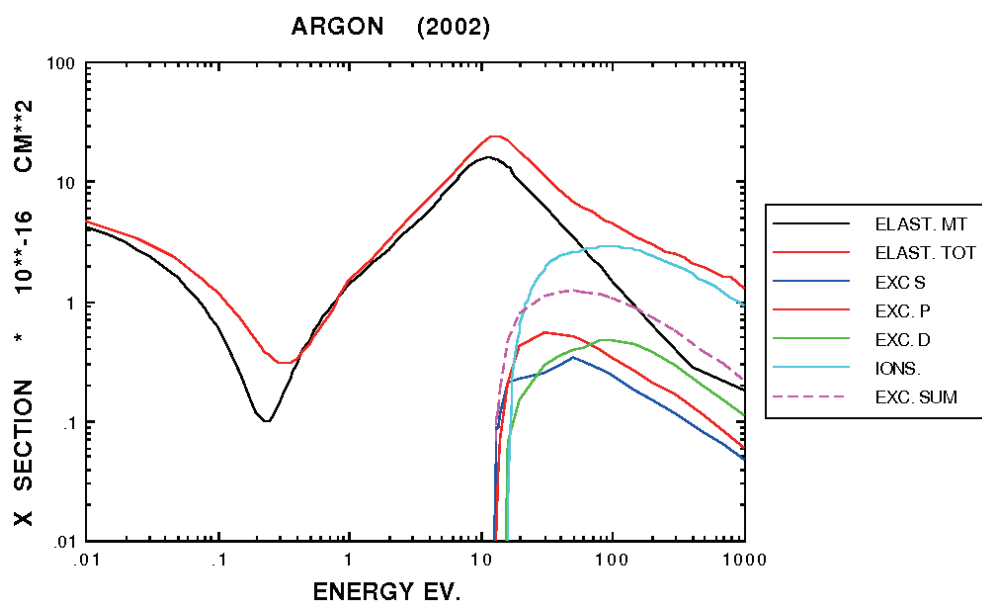


Figura 2.2: Sección eficaz de colisión en argón en función de la energía donde se puede ver la sección eficaz de colisión elástica, de ionización y excitación [30].

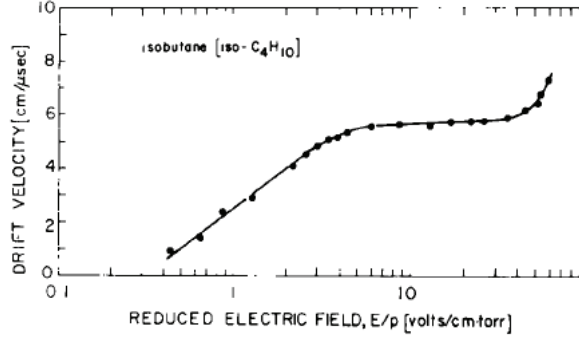


Figura 2.3: Velocidad de deriva de los electrones en isobutano en función del campo eléctrico reducido [31].

campo eléctrico E multiplicado por el tiempo pasado desde la última colisión τ . La velocidad de deriva v_d^+ del ión será entonces:

$$v_d^+ = v + u_d = \frac{eE}{m}\tau + u_d \quad (2.12)$$

donde en este caso m es la masa del ión. Cuando el campo eléctrico aplicado E es bajo, la velocidad aleatoria del ión corresponde con la termal. La velocidad de deriva del ión se expresa mediante la ecuación 2.13 y la velocidad instantánea del ión respecto a la molécula del gas mediante la ecuación 2.14:

$$v_d^+ = \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{3kT} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{eE}{N\sigma_s} \quad (2.13)$$

$$u^+ = \left[3kT \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.14)$$

donde M es la masa de las moléculas del gas y σ_s la sección eficaz de colisión elástica. Se observa en la ecuación 2.13, que la velocidad de deriva es proporcional a E , y por tanto la movilidad de los iones μ^+ , definida como el cociente entre la velocidad de deriva y el campo eléctrico, es independiente de E cuando el campo eléctrico aplicado es bajo.

Para el caso de un campo eléctrico intenso, se puede despreciar la energía de los iones debido al movimiento térmico respecto a la energía que adquieren debido al campo eléctrico (como sucede para los electrones). En este caso, la velocidad de deriva v_d^+ y la velocidad instantánea u^+ se expresan mediante las ecuaciones 2.15 y 2.16:

2. FÍSICA DE LOS DETECTORES GASEOSOS

$$v_d^+ = \left[\frac{eE}{m^* N \sigma_s} \left(\frac{f_s(\varepsilon) m}{2m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.15)$$

$$u^+ = \left[\frac{eE}{m^* N \sigma_s} \left(\frac{2m}{f_s(\varepsilon) m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

donde m^* es la masa reducida del ión (m), la molécula del gas (M) y $f_s(\varepsilon)$ es la fracción de energía perdida por colisión. La velocidad de deriva de los iones es en general menor que la de los electrones debido a su mayor masa. Para un campo eléctrico alto y una sección eficaz de dispersión constante, la velocidad de deriva de los iones es proporcional a \sqrt{E} y su movilidad como consecuencia, será en este caso inversamente proporcional a \sqrt{E} como se puede deducir de la ecuación 2.15.

2.3.3 Difusión

Durante la deriva, los electrones y los iones son dispersados por las moléculas del gas provocando una desviación en la velocidad de deriva. En el caso simple donde la desviación se considera la misma en todas las direcciones, la nube de cargas (iones o electrones) presenta una distribución que se puede describir mediante la ley de Gauss dada por la ecuación 2.17:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-(x^2/4Dt)} dx \quad (2.17)$$

donde dN/N es la fracción de cargas encontradas en el elemento dx a una distancia x del origen tras un tiempo t y D es el coeficiente de difusión. La desviación estándar de la distribución de cargas (ecuación 2.18), nos da información de la anchura de la distribución espacial de las cargas tras un intervalo de tiempo t :

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (2.18)$$

En este caso σ_x representa la anchura de la distribución espacial de cargas, que no debe ser confundida con σ , sección eficaz de las secciones anteriores.

La ecuación 2.19 muestra la relación que existe entre el coeficiente de difusión D y la movilidad μ de las cargas liberadas en el gas, y es conocida como la fórmula de Nerst-Townsend o fórmula de Einstein:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (2.19)$$

2.4 Amplificación: multiplicación de carga

Tabla 2.2: Recorrido libre medio λ , velocidad de deriva v_d^+ , coeficiente de difusión D^+ y movilidad μ^+ de iones en algunos gases en condiciones normales (bajo campo eléctrico).

Gas	λ (cm)	v_d^+ (cm/s)	D^+ (cm ² /s)	μ^+ (cm ² s ⁻¹ V ⁻¹)
Hidrógeno	1.8×10^{-5}	2×10^5	0.34	13.0
Helio	2.8×10^{-5}	1.4×10^5	0.26	10.2
Argón	1×10^{-5}	4.4×10^4	0.04	1.7
Isobutano				0.61

Si se introduce la ecuación 2.19 y la definición de movilidad en la ecuación 2.18 obtendremos la anchura de la difusión σ_x de una nube de iones o electrones en la dirección x:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{2kTx}{eE}} \quad (2.20)$$

De la ecuación 2.20 se deduce que la difusión lineal de los iones o electrones es independiente de la naturaleza de la carga y del gas, pero sí depende del campo eléctrico aplicado en el volumen gaseoso.

En la tabla 2.2 se recogen el recorrido libre medio λ (distancia entre dos colisiones consecutivas), la velocidad de deriva v_d^+ , el coeficiente de difusión D^+ y la movilidad de los iones μ^+ , para algunos gases bajo condiciones normales (campo eléctrico bajo) [28].

2.4 Amplificación: multiplicación de carga

Los electrones liberados en la ionización del gas al interaccionar una partícula cargada, pueden adquirir una energía superior a la energía de ionización del medio, gracias al campo eléctrico aplicado entre los electrodos del detector gaseoso. Si esto ocurre, dichos electrones pueden producir una ionización secundaria, generando nuevos pares ión-electrón. Es la multiplicación de carga. Se trata de un factor importante en el funcionamiento de este tipo de detectores. Debido a la diferencia en varios órdenes de magnitud entre la velocidad de deriva de los electrones e iones (ver sección 2.3) los electrones se sitúan en la parte delantera de la nube de carga generada y los iones quedan en la parte trasera, formando una distribución similar a una gota como se puede ver en la figura 2.4.

La distancia que un electrón recorre entre dos colisiones ionizantes es lo que se denomina recorrido libre medio de ionización. La inversa de éste, es el primer coeficiente de Townsend α , y representa el número de pares ión-electrón que se producen por unidad de longitud.

2. FÍSICA DE LOS DETECTORES GASEOSOS

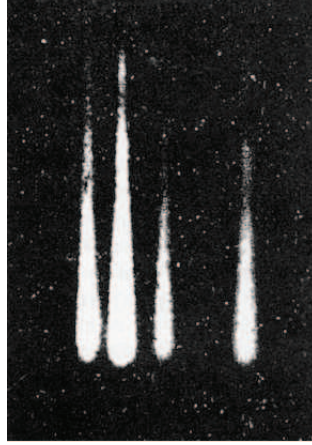


Figura 2.4: Imagen de una avalancha donde se observa la forma de gota de la distribución de cargas: los electrones en la parte delantera y los iones, más lentos, en la cola [32]

Consideremos un electrón libre en el gas sometido a un campo eléctrico uniforme. Después de recorrer una distancia equivalente a α^{-1} , se producirá un par ión-electrón. Ahora dos electrones continuarán su deriva en el gas y tras una distancia igual al recorrido libre medio, generarán dos pares ion-electrón, y así sucesivamente (efecto avalancha). Si n es el número de electrones en una posición x , cuando recorran una distancia dx , se habrán producido dn electrones nuevos:

$$dn = n\alpha dx \quad (2.21)$$

Integrando la ecuación 2.21 se obtiene la ecuación que nos da el número de electrones que hay en la posición x :

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.22)$$

El factor de multiplicación M también llamado ganancia G se definirá entonces como:

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (2.23)$$

Para el caso general donde el campo eléctrico no es uniforme, α dependerá de la posición, y el factor de multiplicación seguirá la ecuación 2.24:

$$M = e^{\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx} \quad (2.24)$$

El primer coeficiente de Townsend depende de la naturaleza del gas y del rango del campo eléctrico aplicado, $\alpha/P = f(E/P)$. Hay varias formas para el primer coeficiente de Townsend [33]. La ecuación 2.25 es una expresión generalizada para el coeficiente de Townsend reducido α/P , donde A y B son constantes obtenidas experimentalmente, y P es la presión del gas [34].

$$\frac{\alpha}{P} = Ae^{-BP/E} \quad (2.25)$$

La ganancia del detector no puede incrementarse ilimitadamente debido a la ruptura por descargas. El límite del factor de multiplicación lo marca la condición de Raether, siendo éste el que impone un límite de carga que corresponde con una $G \sim 10^8$ [35]. Sin embargo en la práctica, la ganancia máxima alcanzada es al menos dos ordenes de magnitud inferior al límite de Raether si se quiere evitar las descargas.

2.5 Generación de la señal

El movimiento de las cargas en el volumen de gas induce una señal eléctrica en los electrodos del detector gaseoso. El método general para calcular la carga inducida en los electrodos se enuncia en el teorema de Ramo [15] expresado por

$$i(t) = q\vec{v}(t)\vec{E}_0 \quad (2.26)$$

donde q es la carga, $\vec{v}(t)$ la velocidad de la carga y \vec{E}_0 es el campo ponderado, es decir, el campo eléctrico calculado de manera que se elimina la carga q , el electrodo sobre el que se calcula la corriente inducida se considera polarizado a 1 V, y todos los demás a tierra. La unidad de \vec{E}_0 es 1/m.

Hay que destacar que el signo de la corriente inducida viene dado no sólo por el signo de la carga, sino también por la orientación de la velocidad de la carga con respecto a la dirección del campo, por eso, tanto para los iones como para los electrones la corriente inducida tiene el mismo signo.

Detectores de hoja emisora: detectores gaseosos a baja presión.

Los sistemas de detección constituidos por un detector acoplado a una fina hoja emisora, se presentan como una buena opción para ser empleados en el trazado de haces de iones pesados de baja energía, debido a la mínima dispersión que sufre el haz al atravesar dicha hoja emisora. En este capítulo se describirá el principio de operación de este sistema de detección y su idoneidad para el trazado de haces pesados. Se describirán los diferentes prototipos de detectores gaseosos a baja presión, que se han desarrollado para la detección de los electrones secundarios emitidos por la hoja emisora, así como la caracterización de los mismos realizada con una fuente radioactiva en el laboratorio.

3.1 Modo de operación

Conocer la trayectoria del haz con la mayor exactitud posible, siempre lleva consigo interponer materia en su camino. Esta materia distorsiona tanto la velocidad (dispersión en la energía) como la dirección (dispersión angular) de las partículas que la atraviesan. Estas dispersiones son mayores cuando los iones son pesados y de baja energía (caso de nuestro estudio), provocándose una incertidumbre en las medidas experimentales. Una manera sencilla para minimizar estos efectos consiste en disminuir la materia que es atravesada por el haz de iones.

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

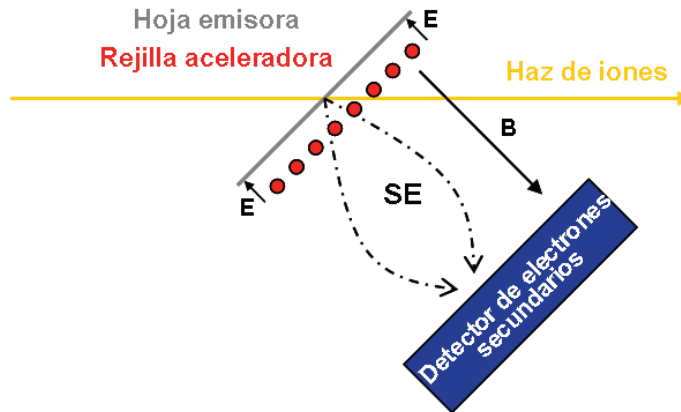


Figura 3.1: Esquema de funcionamiento de un sistema de detección mediante hoja emisora (no en escala).

Los sistemas de detección que emplean hojas emisoras (EF acrónimo que proviene del inglés *Emissive Foils*) son conocidos desde los años 60 [36]. Se basan en la siguiente premisa: solo una fina hoja emisora se interpone en la trayectoria del haz. Normalmente esta hoja se compone de unas decenas de micrómetro de tereftalato de polietileno (mylar) o carbono. Los electrones emitidos por la interacción de los iones con la hoja, llamados electrones secundarios (SE, acrónimo que proviene del inglés *Secondary Electron*), son conducidos y focalizados mediante un campo eléctrico y magnético respectivamente, hacia un detector que se encuentra fuera de la línea del haz como puede verse en el esquema de la figura 3.1.

La eficiencia de detección de las hojas emisoras depende fuertemente del poder de ionización de las partículas, es decir, dependerá del número de electrones secundarios que se emitan cuando el ión pase a través de la hoja emisora, y de la eficiencia del detector de electrones secundarios que se utilice.

Por su parte, los detectores de electrones secundarios que se acoplan a la hojas emisoras, permiten captar los electrones emitidos proporcionando así la información de tiempo y posición necesaria para el trazado de las partículas.

3.1.1 Emisión de electrones secundarios

El proceso de emisión de electrones inducido por el bombardeo de iones en los sólidos ha sido ampliamente estudiado [37, 38, 39]. Se puede dividir en tres pasos:

- La producción de los electrones: dominada principalmente por las colisiones ionizantes entre los proyectiles (iones) y los electrones de los átomos del sólido.

- El transporte de los electrones en el sólido: puede describirse por la pérdida de energía de los electrones en el medio (interacción de la que hablamos en la sección 2.1), y el recorrido libre medio entre las colisiones electrón-electrón.
- La interacción de los electrones con el potencial superficial del sólido que permite el escape de los electrones.

En una primera aproximación, se puede calcular el número de electrones secundarios emitidos, n_{SE} , como [38]:

$$n_{SE} = 0,1 \frac{dE}{dx} [eV/\text{\AA}] \quad (3.1)$$

donde se observa la relación que existe entre la pérdida de energía del ión en la hoja (dE/dx) dada por la ecuación de Bethe-Bloch (ecuación 2.2) y el número de electrones emitidos. Existe por tanto, una dependencia del número de electrones secundarios con la relación $z^2 M/E$ del ión incidente (descrito en el capítulo 2), donde z es su carga, M su masa y E su energía.

Los electrones primarios o rayos δ , son los electrones que son expulsados por un choque directo con un ión que incide en la hoja emisora. Suelen salir con una energía por encima del keV. La mayoría de los electrones sin embargo, se producen, tras múltiples colisiones entre los electrones del medio, son los denominados electrones secundarios y son expulsados con una baja energía, del orden de las decenas de eV. La figura 3.2 muestra el número de electrones secundarios producidos al incidir los fragmentos de fisión de una fuente de ^{252}Cf sobre una hoja de carbono de $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, en función de su energía. En la misma figura se observa cómo la distribución angular de la producción de electrones secundarios es anisotrópica si se consideran los electrones expulsados (producidos) en el mismo sentido que el proyectil ($\theta = 42^\circ$) y en sentido contrario ($\theta = 138^\circ$). En la tabla 3.1 se puede ver la diferencia de producción de electrones secundarios cuando una hoja de $2 \mu\text{g}$ es atravesada por partículas alfa, y por fragmentos de fisión (ligeros y pesados) [40]. En vista de los datos mostrados en la tabla 3.1, se puede afirmar que los fragmentos de fisión más pesados son los que generan más electrones tanto para ángulos delanteros como para ángulos traseros.

El número de electrones secundarios también depende del espesor del material que compone la hoja y de su estructura. Pferdekämper y Clerc en [41] presentan la relación entre el número de electrones secundarios emitidos por hojas de carbono de diferentes espesores al ser atravesadas por partículas α y fragmentos de fisión (partículas pesadas). En la tabla 3.1 también se muestra el número de electrones secundarios obtenidos al ser atravesada una hoja de carbono de $2 \mu\text{m}$ y de $10 \mu\text{m}$ por fragmentos de fisión ligeros. Los resultados ponen de manifiesto como la emisión de electrones secundarios es un fenómeno de superficie.

Un material, cuya composición favorezca la emisión de electrones y que a la vez sea lo suficientemente ligero para que la dispersión energética y angular del

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

Tabla 3.1: Producción de SE emitidos por una hoja de carbono (C) de diferente grosor cuando la atraviesan partículas α y fragmentos de fisión pesados (HF, del inglés Heavy Fragments) y ligeros (LF, del inglés Light Fragments).

Composición EF	C	C	C	C
Espesor EF	$2\mu\text{g}/\text{cm}^2$	$2\mu\text{g}/\text{cm}^2$	$2\mu\text{g}/\text{cm}^2$	$10\mu\text{g}/\text{cm}^2$
Proyectil	α	HF	LF	LF
Energía del proyectil [MeV/uma]	1.5	0.52	0.93	0.93
	Número de SE por ión ángulos delanteros			
Energía SE <230 eV	2.4	126	109	139
Energía SE >230 eV	0.4	77	75	139
	Número de SE por ión ángulos traseros			
Energía SE <230 eV	1.9	59	56	75
Energía SE >230 eV	0.07	7	7	11

haz al atravesarlo sean mínimas, deben ser las exigencias más importantes a la hora de elegir el material con el que se fabricará la hoja emisora de nuestro sistema de detección. Otros factores importantes que se deben tener en cuenta son, la facilidad y robustez a la hora de manipularla mecánicamente. Con estas condiciones y dadas las características de nuestro haz (iones pesados de baja energía), se ha decidido emplear mylar aluminizado de $0.9\ \mu\text{m}$ de espesor, como el material para la construcción de las hojas emisoras utilizadas en nuestras medidas.

3.1.2 Transporte de los SE

Los electrones secundarios emitidos por la hoja de mylar, al pasar el haz de iones pesados de baja energía, tienen que ser guiados hacia el detector que se encuentra fuera de la trayectoria del haz. La eficiencia de los sistemas de detección que emplean hojas emisoras depende fuertemente de este hecho. Aplicando un campo eléctrico y magnético paralelos, se consigue asegurar la conducción y focalización de los electrones hacia el detector (figura 3.1).

Aceleración de los SE

Gracias a la acción de un campo eléctrico \vec{E} , los SE son acelerados hacia el detector de electrones secundarios. La manera de aplicar este campo es muy sencilla. A 1 cm de distancia de la hoja de mylar aluminizada, se coloca una rejilla aceleradora formada por hilos de tungsteno dorado de $50\ \mu\text{m}$ de diámetro separados una distancia de 1.5 mm entre sí (ver figura 3.1). La hoja emisora se polariza a -10kV, mientras que la rejilla se conecta a tierra (0 V). Se establece así un campo eléctrico cuya intensidad es de 10 kV/cm.

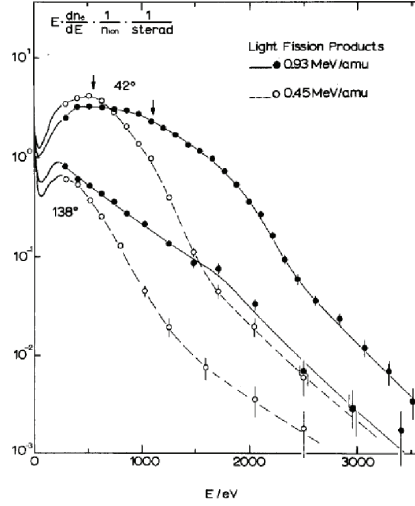


Figura 3.2: Número de electrones secundarios producidos en una hoja de carbono de $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espesor, en función de su energía, detectados a ángulo delantero $\theta = 42^\circ$ y trasero $\theta = 138^\circ$, extraída de [40].

Los SE emitidos, que salen de la hoja con una energía de varias decenas de eV, se ven sometidos a este campo eléctrico que los acelera hacia el detector, con una energía media ~ 10 keV.

Focalización de los SE

Debido a la componente perpendicular de la velocidad inicial con la que salen los electrones secundarios de la hoja, los electrones no viajan siguiendo una trayectoria rectilínea perpendicular desde el punto de emisión en la hoja hasta el detector de electrones secundarios, sino que se alejan de este punto (horizontalmente). Para evitar este problema, se aplica un campo magnético \vec{B} junto al campo eléctrico \vec{E} [42] para focalizar los electrones a la entrada del detector. Recordemos la importancia de conocer con exactitud la posición y tiempo, del paso de los iones (evento a evento) por la hoja emisora, para determinar así el trazado del haz.

La fuerza \vec{F} que actúa sobre una partícula cargada con carga q , que se mueve bajo la acción de un campo magnético y eléctrico es la denominada fuerza de Lorentz y se expresa mediante la ecuación 3.2:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \quad (3.2)$$

La velocidad \vec{v} se puede descomponer en v_\perp , que es la componente de la velocidad del electrón en dirección perpendicular al campo eléctrico, y en v_\parallel la

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

componente paralela a la dirección de \vec{E} .

Cuando \vec{E} y \vec{B} son paralelos, como sucede en nuestro caso, $|\mathbf{v}_\perp|$ es constante. Considerando una aproximación no relativista, los electrones se mueven en trayectorias circulares en el plano perpendicular a los campos hacia el detector (movimiento helicoidal), con una frecuencia angular w y radio de curvatura r definidos por la ecuación 3.3 y 3.4 respectivamente:

$$w = \frac{qB}{m} \quad (3.3)$$

$$r = \frac{mv_\perp}{qB} \quad (3.4)$$

donde q y m son la carga y la masa del electrón respectivamente.

La energía inicial de los SE (E_0) se puede expresar también en función de sus componentes (ecuación 3.5). Si bien, la componente paralela puede ser despreciada al compararla con la energía que adquieren los electrones, en esa dirección, gracias al potencial V de la hoja emisora ($qV \gg E_{0\parallel}$).

$$E_0 = \frac{1}{2}m(v_{0\perp}^2 + v_{0\parallel}^2) \quad (3.5)$$

La ecuación 3.6 describe la desviación ρ , de la trayectoria de los electrones, entre el punto de impacto de los SE en el detector y el punto de emisión de éstos en la hoja emisora, donde t (ecuación 3.7) es el tiempo que los electrones tardan en alcanzar una distancia d :

$$\rho = \left\{ r^2 \left[(\cos(wt) - 1)^2 + (\sin(wt))^2 \right] \right\}^{1/2} \quad (3.6)$$

$$t = \sqrt{\frac{md^2}{2qV}} \quad (3.7)$$

Sustituyendo las expresiones de r , w y t en la ecuación 3.6 vemos la dependencia de ρ con el campo magnético aplicado (ecuación 3.8):

$$\rho(B) = \left\{ \left(\frac{mv_\perp}{qB} \right)^2 \left[\left(\cos \left(\frac{Bq}{m} \sqrt{\frac{md^2}{2qV}} \right) - 1 \right)^2 + \left(\sin \left(\frac{Bq}{m} \sqrt{\frac{md^2}{2qV}} \right) \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \quad (3.8)$$

La ecuación 3.8 nos permite deducir el valor o valores de campo magnético para los que la desviación es nula. Este valor coincide con un número entero k de vueltas a la frecuencia w cuando los SE llegan a la entrada del detector (ecuación 3.9). De este modo, se utiliza este movimiento helicoidal provocado por el campo eléctrico y magnético paralelos, para anular la desviación causada por la

componente perpendicular de la velocidad inicial de los SE [42], mejorando así la resolución espacial de nuestro sistema.

$$\rho(B) = 0 \Rightarrow \frac{Bq}{m} \sqrt{\frac{md^2}{2qV}} = 2k\pi \quad (3.9)$$

3.1.3 Detección de SE

Tras la emisión y transporte de los electrones secundarios, el último paso en nuestro sistema es su detección. El detector que sea utilizado debe presentar las siguientes características, si su finalidad es emplearlo para el trazado de haces de iones pesados de baja energía:

- Una rápida respuesta temporal.
- Resolución temporal ~ 250 ps (FWHM).
- Dar información espacial en dos dimensiones.
- Resolución espacial ~ 1 mm (FWHM).
- Tener capacidad de conteo para altas corrientes sin degradar la respuesta del detector ($\sim 10^6$ pps/cm²).

Detectores MCP

Los detectores tipo MCP, descritos en la sección 1.4.4, normalmente son utilizados para la detección de los SE que provienen de una EF [43]. Recordemos que estos detectores presentan una resolución temporal y espacial muy buena, sin embargo, muestran algunos inconvenientes para nuestra aplicación, tales como la dificultad de conseguir MCPs con un área activa grande, una baja durabilidad si se comparan con otros detectores gaseosos, y un coste elevado.

Detectores SED

Los detectores gaseosos de electrones secundarios a baja presión han demostrado ser una excelente opción para el trazado de iones pesados de baja energía [44]. Este tipo de detectores, llamados SED (acrónimo del inglés *Secondary Electron Detector*) fueron desarrollados por el CEA-Saclay para ser usados en el plano focal del espectrómetro VAMOS (*VARIABLE MODe Spectrometer*) en GANIL [45]. Una imagen del detector SED instalado en VAMOS se muestra en la figura 3.3. Se trata de una cámara proporcional multihilos que opera a baja presión (entre 4 y 10 torr) y cuyas principales características son:

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

- Un área activa de gran tamaño: $40 \times 10 \text{ cm}^2$.
- Una resolución espacial de 1.4 mm (FWHM) en 2 dimensiones.
- Una resolución temporal de 300 ps (FWHM).
- Una eficiencia de detección del 100 % para iones pesados.

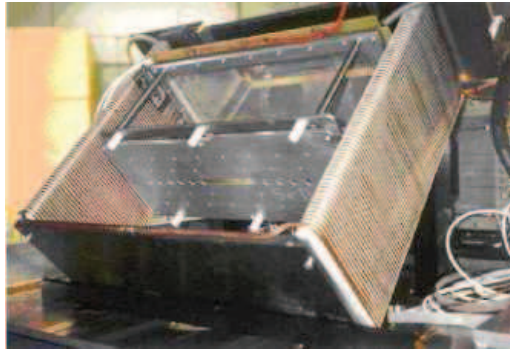


Figura 3.3: Imagen del detector SED instalado en el espectrómetro VAMOS en GANIL extraída de [44].

Con la idea de mejorar la respuesta temporal y espacial para un elevado flujo de partículas, del detector gaseoso de SE a baja presión que se utiliza acoplado a una EF, se han estudiado y desarrollado dos clases diferentes de prototipos: (i) Cámaras de hilos (basadas en el detector SED [23]). (ii) Detectores gaseosos que emplean la tecnología micromegas [46].

3.2 Cámaras proporcionales multihilos

Las cámaras proporcionales multihilos (MWPC acrónimo del inglés *MultiWire Proportional Chamber*) fueron creadas por G. Charpak y sus colaboradores en 1968 [47]. Son detectores gaseosos constituidos por un ánodo formado por un grupo de hilos independientes e igualmente espaciados entre sí, situado en el medio de dos cátodos. Clásicamente, estos detectores se han utilizado en física de partículas. La presión del gas o mezcla de gases empleados es del orden del bar, ya que así se aumenta la probabilidad de interacción de las partículas incidentes con las moléculas del gas.

Consideramos los hilos de diámetro d , que constituyen el ánodo, infinitos y separados una distancia s entre sí, situados a una distancia L de los cátodos (véase figura 3.4 izquierda). Por simetría todos los hilos tienen la misma carga q . En el caso en el que los hilos están igualmente espaciados y son infinitamente finos, el

3.2 Cámaras proporcionales multihilos

potencial en los hilos es $V(d/2)=V_0$ y $V(L)=0$, el potencial ($V(x, y)$) y el campo ($E(x, y)$) en el interior de la MWPC, vendrán dados por las ecuaciones 3.10 y 3.11 [28]:

$$V(x, y) = \frac{CV_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{2\pi L}{s} - \ln \left[4 \left(\sin^2 \frac{\pi x}{s} + \sinh^2 \frac{\pi y}{s} \right) \right] \right\} \quad (3.10)$$

$$E(x, y) = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \left(1 + \tan^2 \frac{\pi x}{s} \tanh^2 \frac{\pi y}{s} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\tan^2 \frac{\pi x}{s} \tanh^2 \frac{\pi y}{s} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.11)$$

donde C es la capacidad por unidad de longitud. El sistema de coordenadas considerado está centrado en los hilos del ánodo, siendo la dirección x la de la posición de los hilos y la dirección y la dirección perpendicular a los hilos.

El campo eléctrico entre los planos de ánodo y cátodo, como consecuencia de la diferencia del potencial aplicado entre ellos, varía como $1/r$ en la proximidad de los hilos del ánodo, siendo $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$, y alcanza un valor constante, para $y > s/2$ (a una distancia de unas décimas de milímetro del plano del ánodo). En la figura 3.4 de la derecha, se pueden observar las líneas de campo en una MWPC, donde puede verse que el campo es más intenso en torno a los hilos. También se visualizan las líneas equipotenciales, donde se ve que existe una zona de campo constante, lejos de los hilos, y otra de campo no constante muy próxima al ánodo.

Como se ha descrito en el capítulo 2, los electrones liberados en el volumen de gas, espacio entre los cátodos, por la ionización que se produce al incidir una partícula cargada, se mueven hacia el ánodo. Sólo cuando la intensidad del campo les permite adquirir energía suficiente para generar nuevos electrones, comienza el proceso de amplificación. La multiplicación de carga se produce en este caso en la región que está muy próxima a los hilos del ánodo, región donde el campo eléctrico es muy intenso. Un pulso negativo se induce en los hilos del ánodo donde la avalancha es recolectada y positivo en el cátodo. El tiempo de recolección de los electrones depende de la posición inicial de la avalancha. Teniendo esto en cuenta y la velocidad de deriva de los electrones en el gas, la resolución temporal de estos detectores suele ser varias décimas de nanosegundo.

Los detectores gaseosos a presión atmosférica no se pueden utilizar en aceleradores, donde la propagación del haz de iones ocurre en alto vacío (del orden de 10^{-6} mbar). El gradiente de presión que existiría, entre el interior del detector y el exterior, obligaría a utilizar ventanas de entrada gruesas en el detector que pudieran soportar tal diferencia de presiones. En nuestro caso, como se ha comentado previamente, es necesario que la pérdida de energía que los electrones secundarios sufren al entrar en el detector sea la menor posible para asegurar una eficiencia de detección del 100 %. Por este motivo, los detectores gaseosos a baja presión (~ 10 torr) son una buena solución. La baja presión del gas permite utilizar

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

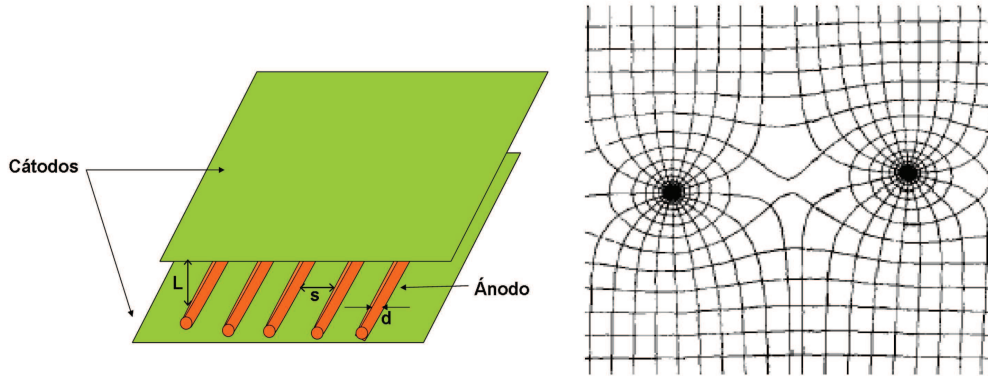


Figura 3.4: A la izquierda un esquema básico de una MWPC. A la derecha, la configuración de líneas de campo eléctrico y líneas equipotenciales entre el ánodo (hilos) y los cátodos en el interior de una MWPC [48].

ventanas en el detector cuyo espesor es de unas décimas de micrómetro sin que se produzca una rotura en ellas.

Basadas en el detector SED, se han desarrollado dos cámaras proporcionales multihilos que operan a baja presión, para la detección de los electrones secundarios emitidos por una fina hoja emisora de mylar aluminizado.

3.2.1 MiniSED-1D

Descripción técnica

El prototipo miniSED-1D (del inglés *mini Secondary Electron Detector*) es similar al detector SED (figura 3.3) pero de menor tamaño [49]. Se trata de una cámara proporcional multihilos a baja presión que nos permite medir la posición en 2 dimensiones (2D) y obtener medidas de tiempo. Su área activa es de $70 \times 70 \text{ mm}^2$. En la figura 3.5 se presenta el diseño realizado por M. Riallot del prototipo miniSED.

Como se ilustra en el esquema de la figura 3.7, la ventana de entrada del detector es de mylar aluminizado de $0.9 \mu\text{m}$ de espesor. El ánodo es un plano formado por 72 hilos de $20 \mu\text{m}$ de diámetro de tungsteno dorado, que se encuentra situado entre dos cátodos, siendo la distancia ánodo-cátodo de 1.6 mm. Uno de los cátodos es un plano de hilos también de tungsteno dorado, pero de $50 \mu\text{m}$ de diámetro. Los hilos del cátodo se encuentran conectado de tres en tres. El otro cátodo, es un plano de tiras (strips) de cobre sobre PCB (del inglés *Printed Circuit Board*) compuesto de 28 tiras de 2.54 mm de ancho y una separación de 0.2 mm entre tiras. Entre la ventana del detector y el primer cátodo (que es el constituido por hilos) existe

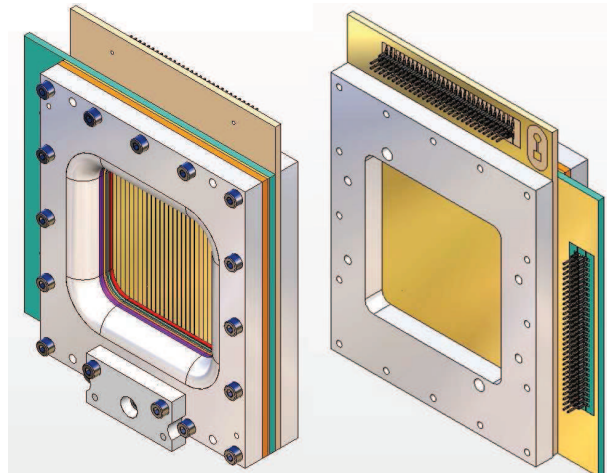


Figura 3.5: Diseño del prototipo miniSED-1D.

una capa muerta de 0.8 mm. Este detector utiliza gas a baja presión (isobutano en este caso), y de ahí la necesidad de disponer de un sistema de regulación y control del gas, que nos permita establecer la presión en el interior del miniSED, en un intervalo entre 4 y 10 mbar.

Mecánicamente, el prototipo miniSED-1D tiene una diferencia fundamental con el detector SED además del tamaño: el diámetro de los hilos del ánodo ha pasado de ser de $10\ \mu\text{m}$ en el caso del SED a $20\ \mu\text{m}$ para el miniSED. El motivo no es más que facilitar la construcción del detector. Mientras que el plano de hilos de $10\ \mu\text{m}$ debe ser soldado manualmente, el plano de hilos de $20\ \mu\text{m}$ se suelda mediante un proceso mecanizado.

El gas (isobutano puro) se encierra entre la ventana de mylar de $0.9\ \mu\text{m}$ y el cátodo de tiras. En el interior, los hilos del cátodo se colocan en dirección perpendicular a la dirección de los hilos del ánodo, y el cátodo de tiras, con las tiras en la misma dirección que los hilos del ánodo. El primero da la medida de la posición Y, el segundo la posición X.

Debido al pequeño espesor de la ventana de mylar, para evitar su deformación por el efecto de la diferencia de presiones, se le añade a la ventana una rejilla de acero inoxidable de la misma dimensión. El hilo de la rejilla tiene un diámetro de $46\ \mu\text{m}$, siendo las zonas sin hilo de $460\ \mu\text{m}$. La transparencia es del 83 %.

En las tablas 3.2 y 3.3 se resumen los datos técnicos más importantes del prototipo miniSED-1D.

Principio de funcionamiento

Los electrones secundarios llegan al miniSED con una energía $\sim 10\ \text{keV}$, por el efecto del campo eléctrico aplicado entre la hoja emisora y la rejilla de aceleración

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

Tabla 3.2: Especificaciones mecánicas del detector miniSED-1D.

Dimensión externa	140 x 160 mm ²
Área activa	70 x 70 mm ²
Ventana de entrada	Mylar aluminizado de 0.9 μ m
Distancia entre ventana de mylar y cátodo	0.8 mm
Distancia entre cátodo y ánodo	1.6 mm

Tabla 3.3: Especificaciones de los cátodos y ánodo del prototipo miniSED-1D

	Cátodo tiras	Cátodo hilos	Ánodo
Material	Cobre sobre PCB	Tungsteno dorado	Tungsteno dorado
Número de tiras/hilos	28 tiras	72 hilos	72 hilos
Ancho de tira	2.54 mm	—	—
Diámetro hilo	—	50 μ m	20 μ m
Separación entre tiras/hilos	0.2 mm	1 mm	1 mm

(sección 3.1.2). El detector se sitúa a una distancia entre 10 y 20 cm de la EF y paralelo a ella. Los electrones atraviesan la ventana de entrada del detector con un 70 % de eficiencia, debido a efectos de retrodispersión [45] y sufren una pérdida de energía de ~ 3 keV en los 0.9 μ m de espesor de mylar. El gas que generalmente se usa a baja presión es isobutano puro, por su baja energía de ionización, tan solo 23 eV. Los SE que entran en el volumen de gas con una energía de ~ 7 keV, pierden por electrón, alrededor de 150 eV en 3.2 mm de isobutano a 5.5 mbar de presión. De acuerdo con la ecuación 2.6 se producen unos 6 electrones de ionización por electrón secundario que entra en el detector. Los electrones de ionización, viajan hacia el plano de hilos del ánodo que se encuentra sometido a una tensión positiva (voltaje de polarización). Debido al campo eléctrico, que se establece entre los electrodos del detector, los electrones de ionización son acelerados y multiplicados mediante sucesivas colisiones, provocando una avalancha, proceso común en una cámara de hilos (sección 3.2). Gracias a la muy baja presión, la amplificación tiene lugar lejos de los hilos, y no solo en torno a ellos.

A baja presión, lo que sucede es que la intensidad del campo eléctrico reducido E/P, alcanza valores de varios cientos de V/cmTorr en la región de campo constante (lejos de los hilos del ánodo). Estos valores están muy cerca de los alcanzados en las PPACs (del inglés Parallel Plates Avalanche Counters) cuando operan con los mismos gases y presiones [50]. De modo que la amplificación comienza en la zona de campo constante debido a que los electrones libres en el volumen del detector, ganan suficiente energía para empezar una avalancha en esta región. Un segundo paso en la amplificación sucede cuando la nube de electrones alcanza los hilos del ánodo. Cuando una avalancha ocurre en uno o varios hilos del ánodo de un MWPC, una corriente positiva se induce en los cátodos [51]. La posición de la avalancha se puede determinar midiendo el centro de gravedad de la distribución

3.2 Cámaras proporcionales multihilos

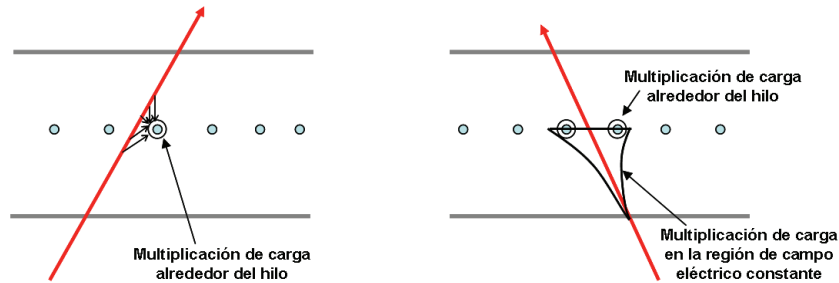


Figura 3.6: Diferencia entre la multiplicación de carga a alta (izquierda) y baja presión (derecha) en una MWPC.

de la carga inducida. Cuando se opera a baja presión, la avalancha ya tiene cierta anchura antes de llegar a los hilos del ánodo a causa de la difusión de los electrones (sección 2.3.3), de modo que es probable que más de un hilo esté involucrado en la segunda amplificación (figura 3.6).

Queda claro por tanto, la existencia de dos zonas de amplificación en el miniSED. La primera región, donde el campo es constante, es similar a un contador de placas paralelas por avalancha. En la segunda región, cerca de los hilos del ánodo, hay una segunda multiplicación de carga, comparable a una avalancha en una MWPC a presión atmosférica. Un esquema del principio de funcionamiento del prototipo miniSED-1D, se muestra en la figura 3.7 [49].

El ánodo se conecta a un amplificador rápido permitiéndonos obtener la señal temporal. Por el contrario, los dos cátodos (hilos y circuito impreso) se conectan a amplificadores de carga más lentos con una ganancia más alta, que integran la corriente inducida en ellos y nos dan la información espacial.

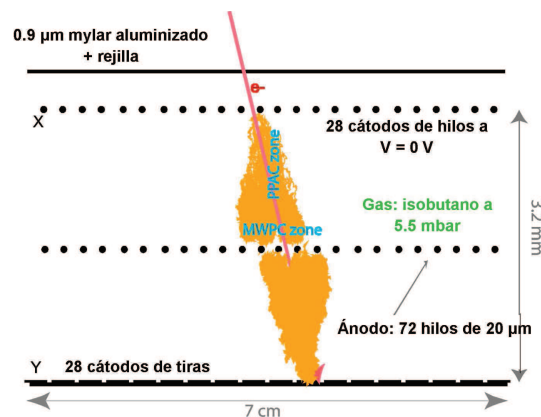


Figura 3.7: Esquema del principio de funcionamiento del prototipo miniSED-1D [49].

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

Al disminuir la presión, el recorrido libre medio y la velocidad de deriva de los electrones aumenta. La inducción de la señal electrónica sobre los hilos es más rápida. Paralelamente, el campo reducido E/P aumenta, y la ganancia por consiguiente también lo hace (véase sección 2.4), mejorando la relación señal ruido (SNR, del inglés *Signal to Noise Ratio*) del detector.

Estas propiedades hacen ventajosos este tipo de detectores para el trazado de haces secundarios, ya que:

- Hay una ganancia importante en el detector y una señal significativa se puede obtener con un pequeño espesor de gas.
- La componente rápida de la señal, generada por los electrones producidos en la región de campo eléctrico constante, dan al detector una buena resolución temporal como en el PPAC.
- La rápida recolección de los iones positivos debido al pequeño espacio entre ánodo y cátodo, proporciona una alta capacidad de tasa de conteo.

3.2.2 MiniSED-2D

Descripción técnica

El prototipo miniSED-2D es una cámara de hilos de pequeña área activa ($70 \times 70 \text{ mm}^2$) similar al prototipo miniSED-1D. La principal diferencia con el primero, es la eliminación del cátodo constituido por hilos. Además, el cátodo de tiras se sustituye por un cátodo formado por píxeles (pequeños cuadrados formando como un tablero de damas impreso en una PCB multicapa), como el que se muestra en la figura 3.8. De este modo, tendríamos píxeles que nos darían la información en X y otros que nos la darían en Y (figura 3.8), logrando darle más robustez al detector,

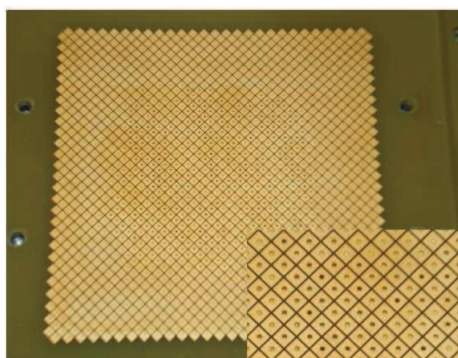


Figura 3.8: Cátodo pixelado del prototipo miniSED-2D.

3.2 Cámaras proporcionales multihilos

ya que pasaríamos a tener sólo un plano de hilos (ánodo), en lugar de los dos que tenemos en el miniSED-1D.

Para mantener el mismo espacio entre la ventana de entrada y el ánodo en el interior del detector, se coloca una PCB que permite establecer una separación de 1.6 mm como en el miniSED-1D entre el ánodo y el cátodo de hilos, siendo el espacio total entre la ventana de entrada y el cátodo del detector 3.2 mm. En el diseño de este nuevo prototipo se ha eliminado la zona muerta que existía en el miniSED-1D entre la ventana de entrada y el cátodo de hilos. Se ha eliminado por lo tanto la zona que había sin campo eléctrico a la entrada del detector.

Las especificaciones mecánicas son las mismas que las del miniSED-1D, resumidas en la tablas 3.2 y 3.3. Los parámetros más importantes del cátodo pixelado del prototipo miniSED-2D, quedan resumidos en la tabla 3.4.

Tabla 3.4: Especificaciones técnicas del cátodo pixelado del prototipo miniSED-2D.

Material	Cobre sobre PCB
Número de tiras	2x28
Ancho de tira/pixel	2.54 mm
Separación entre pixel	0.199 mm

Principio de funcionamiento

El principio de funcionamiento se ha descrito con detalle en la sección 3.2.1 y se ilustra en la figura 3.9. Los electrones secundarios atraviesan la ventana de mylar de entrada al detector y comienzan a ionizar el isobutano. La polarización del ánodo a unos cientos de voltios, genera un campo eléctrico en el interior del volumen del detector. Debido a la baja presión del gas (alrededor de 5.5 mbar) el campo reducido es lo suficientemente intenso como para comenzar una avalancha lejos

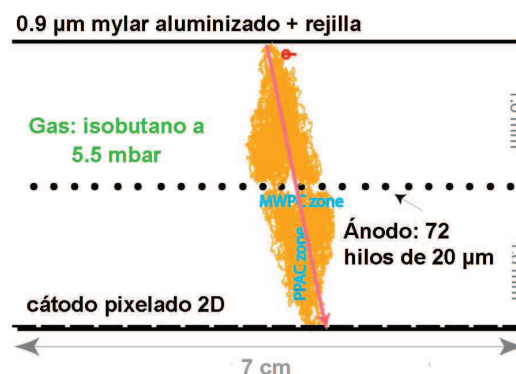


Figura 3.9: Esquema del principio de funcionamiento del prototipo miniSED-2D.

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

de los hilos del ánodo. El movimiento de los electrones induce una corriente, una carga integrada, en el cátodo, que como hemos descrito con anterioridad, en este caso no son tiras sino píxeles, sobre una PCB multicapa (figura 3.8), de la que se extraerá información en las dos dimensiones, X e Y. La información temporal se sigue extrayendo del ánodo.

3.3 Micromegas

En 1995 Y. Gioamataris junto a Charpak y otros colaboradores crearon un nuevo tipo de detector gaseoso al que denominaron Micro-Mesh-Gaseous Structure (Micromegas) [46]. Este detector, surge para superar las limitaciones en la capacidad de tasa de conteo que presentaban las MWPC debido a la baja velocidad de deriva de los iones.

El micromegas es un detector de placas paralelas que posee una zona de amplificación de pequeño espesor (no superior a unas centenas de micrómetros, como se describirá en la sección 3.3.1), donde se aplica un campo eléctrico muy intenso. Se favorece así una rápida recolección de los iones y se consigue de esta manera, una alta capacidad de tasa de conteo.

Este tipo de detectores se caracterizan también por una buena resolución espacial y temporal, así como una gran robustez. Cabe destacar, que normalmente los detectores micromegas operan con un gas o mezcla de gases a presión atmosférica.

Nosotros vamos a investigar si un detector tipo micromegas, tendría un buen comportamiento en cuestiones de resolución temporal a baja presión, con la finalidad de utilizarlo para medidas de trazado de haces de iones pesados de baja energía.

3.3.1 Descripción técnica y construcción

Un detector tipo micromegas consiste en una fina malla o rejilla metálica (*mesh*) y un plano de ánodo separados por un espacio muy pequeño, entre decenas y centenas de micrómetros mediante pilares aislantes, como se puede ver en el esquema de la figura 3.10. La *mesh* y el plano de cátodo, que puede ir desde unos pocos milímetros hasta varios metros, definen la zona de deriva o zona de conversión, mientras que la *mesh* y el ánodo definen la zona de amplificación.

La construcción de los detectores micromegas ha evolucionado desde su creación en el año 1995. Los primeros detectores se componían de dos marcos, a los que se le pegaban la *mesh* y el ánodo respectivamente. Las primeras *mesh*, se hacían de níquel mediante técnicas de electroformado, y el plano de ánodo que estaba formado por tiras de cobre recubiertas de oro, se fabricaban por técnicas de deposición. Los pilares aislantes se imprimían sobre el plano del ánodo por

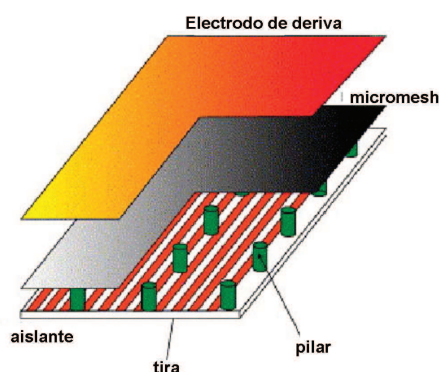


Figura 3.10: Esquema de un detector tipo micromegas [52].

litografía de una hoja aislante. Los dos marcos (*mesh* y ánodo) se atornillaban juntos. Al aplicar un voltaje en los dos lados y debido al intenso campo eléctrico, se ejerce una fuerza sobre la *mesh* hacia el ánodo. La altura de los pilares hacen que la superficie de la *mesh* sea plana, aunque también depende de un buen atornillamiento de las piezas. Este hecho influye por lo tanto en el paralelismo entre la *mesh* y el ánodo.

Para evitar el delicado proceso de atornillar los marcos, fue desarrollada una nueva técnica de fabricación de los detectores micromegas denominada *bulk*, para conseguir que el plano del ánodo y la *mesh* formen una sola pieza.

Con la tecnología *bulk* [53], se reemplaza la micromesh electroformada de $5\text{ }\mu\text{m}$, por una *mesh* constituida por un tejido de hilos. Este tipo de rejillas no es caro, es robusta al estiramiento y manipulación, y fundamentalmente es más resistente ante las chispas (descargas que se producen en ellas). Están disponibles comercialmente con grandes superficies ($2\times 40\text{ m}^2$) y generalmente son de níquel con un espesor de $30\text{ }\mu\text{m}$.

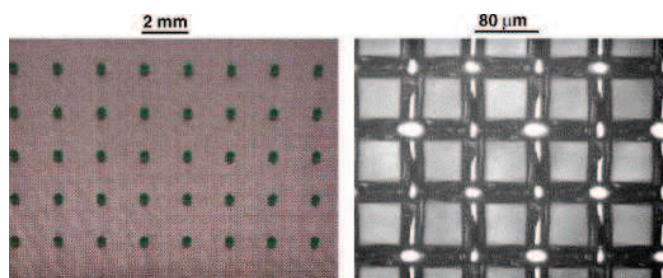


Figura 3.11: A la izquierda imagen de una pequeña área de un detector micromegas *bulk*. A la derecha una vista al microscopio de la *mesh* [53].

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

En la figura 3.11 de la izquierda se presenta una imagen de una pequeña área de un micromegas *bulk*, y a la derecha una imagen al microscopio que permite mostrar los detalles de la *mesh* empleada.

Esta *mesh*, el plano del ánodo que tiene las tiras de cobre y una hoja aislante (material fotorresistivo), del grosor del espacio de amplificación que queramos, son laminadas juntas a altas temperaturas formando así una única pieza. El material fotorresistivo se adhiere posteriormente por un método fotolitográfico, produciéndose así los pilares. Estos pilares tienen una forma cilíndrica de $300\text{ }\mu\text{m}$ de diámetro y se imprimen con una distancia de 2 mm. En la figura 3.12 se presenta un esquema del proceso de fabricación de un detector micromegas tipo *bulk*.

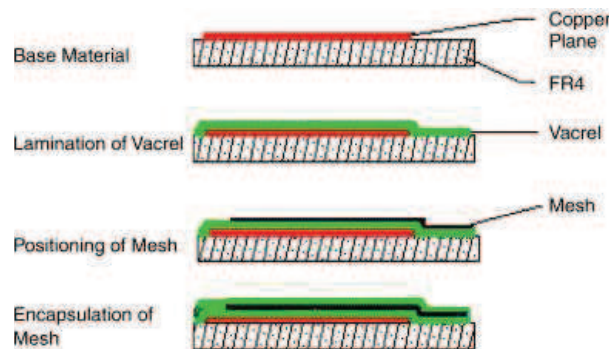


Figura 3.12: Esquema del proceso de fabricación de un detector micromegas tipo *bulk* [53].

Los detectores micromegas tipo bulk presentan varias ventajas, entre ellas su robustez y la facilidad de construcción además de la uniformidad de su *mesh*.

En los últimos años, se han construido tres prototipos de detectores micromegas a baja presión. La diferencia entre cada uno de ellos es el espesor de la zona de amplificación. Así tenemos un prototipo con un espesor de $128\text{ }\mu\text{m}$, otro de $256\text{ }\mu\text{m}$ y el último de $512\text{ }\mu\text{m}$. Todos están constituidos por un ánodo formado por tiras de cobre sobre PCB de anchura 1.27 mm, y un área de $4\times 4\text{ cm}^2$, sobre el que se depositan algunos pilares mediante un proceso tipo bulk. La variación en el espesor de la zona de amplificación se consigue modificando el número de capas fotorresistivas que se laminan sobre el plano de tiras. Posteriormente se deposita sobre los pilares una micromalla de níquel de $5\text{ }\mu\text{m}$. El espesor de la zona de deriva es 2.3 mm menos el espesor de la zona de amplificación. La ventana de entrada del detector de mylar aluminizado, de $0.9\text{ }\mu\text{m}$ de espesor, es también el electrodo de deriva. Para evitar las deformaciones de la ventana debido a la presión del gas, se coloca sobre la misma una estructura metálica denominada *strong back*. Este mecanismo nos asegura también la homogeneidad de la zona de deriva. En la tabla 3.5 se resumen las especificaciones técnicas más importantes de los prototipos micromegas a baja presión.

Tabla 3.5: Especificaciones técnicas de los prototipos micromegas a baja presión.

Dimensión externa	140 x 160 mm ²
Área activa	40 x 40 mm ²
Ventana de entrada	Mylar aluminizado de 0.9 μm
Espacio de deriva	2.2 mm
Espacio de amplificación	128 μm , 256 μm , 500 μm
Composición cátodo	cobre sobre PCB
Número de tiras	28
Ancho de tira	1.27 mm
Separación entre tiras	0.2 mm

3.3.2 Principio de funcionamiento

Cuando se aplican diferentes tensiones de polarización sobre los distintos electrodos del micromegas, se consigue un campo eléctrico muy intenso en la zona de amplificación y uno mucho menos intenso en la zona de deriva. En la figura 3.13 se pueden ver las líneas de campo en el interior de un detector micromegas, estando en la zona de deriva más espaciadas entre sí (campo menos intenso), mientras que en la zona de amplificación están muy próximas entre sí (campo más intenso).

La zona de deriva o de conversión, tiene un espesor de unos pocos milímetros, y la zona de amplificación, un espesor de unos micrómetros como se ha explicado en la sección 3.3.1. Los electrones, fruto de ionizaciones producidas por la pérdida de energía de las partículas cargadas incidentes en el espacio de conversión, se mueven bajo la acción de un primer campo eléctrico y son transmitidos a la zona de amplificación a través de la micromalla, atravesando sus agujeros. Al entrar en la zona de amplificación, los electrones son multiplicados por un proceso de avalancha, debido al intenso campo eléctrico en esta zona. Los iones generados se recogen en la malla mientras que los electrones lo hacen en el ánodo. El esquema del funcionamiento de este tipo de detectores micromegas se muestra en la figura 3.13.

El modo de operación de los detectores tipo micromegas, varía ligeramente cuando los empleamos con un gas a baja presión, como es el caso del estudio que en los últimos años, se ha realizado [54]. A baja presión, se produce en la zona de deriva una multiplicación de carga importante, como se representa en el esquema de la figura 3.14. Esto es debido al campo eléctrico crítico reducido, E_c/P , que no es más que el campo al cuál comienza la avalancha. Este valor de campo es una característica de cada gas [34], y para la mayoría de ellos se encuentra entre 40 y 90 $\text{Vcm}^{-1}\text{torr}^{-1}$. Para una presión de 4 torr, presión en torno a la que trabajamos, un campo de 400V/cm es más que suficiente para comenzar el proceso de avalancha, y por tanto es muy fácil inducir una amplificación en la zona de deriva. Por otro lado, sucede que el recorrido libre medio de los electrones de ionización, bajo el campo eléctrico, es alto a esa presión ($\sim 100 \mu\text{m}$). De manera

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

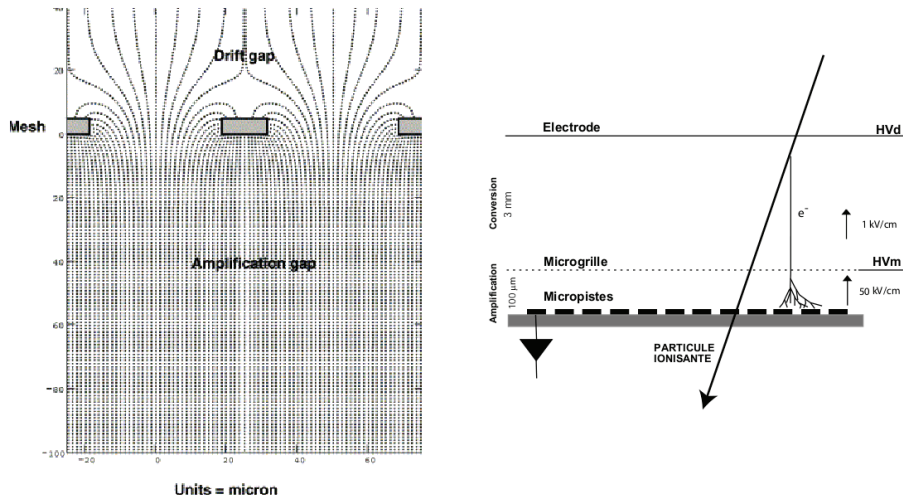


Figura 3.13: A la izquierda: líneas de campo en un detector tipo micromegas; a la derecha el esquema de su principio de funcionamiento.

que una zona de amplificación de $100 \mu\text{m}$, como normalmente se utiliza en los detectores micromegas, es demasiado pequeña para conseguir suficiente señal.

Existen por tanto dos maneras de conseguir la amplificación con un detector micromegas a baja presión. La primera sería aumentando el espesor de la zona de amplificación, a un espesor mayor que $500 \mu\text{m}$ [55], y la segunda sería realizando una preamplificación en la zona de deriva manteniendo así un pequeño espacio de amplificación. Si se quiere mantener una alta capacidad de tasa de conteo, superando la tasa que se alcanza con las cámaras de hilos a baja presión, se debería

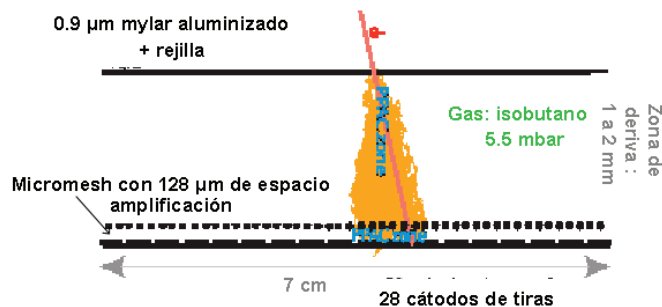


Figura 3.14: Esquema y principio de funcionamiento de un prototipo micromegas a baja presión [54].

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

optar por la primera opción.

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

La caracterización de los diferentes miniprototipos SED que se han construido, ha sido realizada en el CEA-Saclay y en GANIL con una fuente radioactiva de ^{252}Cf . La fuente empleada tiene una actividad de 20,6 KBq. Se trata de una fuente de fragmentos de fisión (3 % de su emisión: fisión espontánea), aunque emite en mayor proporción partículas α (97 %) [56].

En esta sección se detallarán los montajes experimentales empleados para la medida de la resolución temporal y espacial de los distintos prototipos fabricados, y se presentarán los resultados que se han obtenido para cada uno de ellos.

3.4.1 Medida de la resolución temporal

El tiempo entre el paso de una partícula por el detector y la generación de una señal en los electrodos de dicho detector, no es el mismo para cada evento. La resolución temporal del detector, se define como la desviación estándar, σ , de la distribución del tiempo de conversión, es decir, el tiempo entre el paso de una partícula cargada y la recepción de una señal sobre los electrodos. La resolución temporal es un parámetro importante para los detectores de trazado, con los que se quiere determinar el tiempo de vuelo de las partículas evento a evento.

Dispositivo experimental

El dispositivo experimental empleado para la medida de la resolución temporal se compone de tres detectores que se sitúan en el interior de una cámara de vacío, donde la presión durante la realización de las pruebas es entre 10^{-5} mbar y 10^{-6} mbar. Uno de estos detectores será el prototipo de electrones secundarios que queramos caracterizar. Otro será según el caso, un SED (área activa $40 \times 15 \text{ cm}^2$), cuya resolución temporal conocemos (300 ps FWHM), o un plástico centelleador acoplado a un fotomultiplicador que tiene una resolución del orden de 100 ps. El tercero será siempre un detector de barrera de superficie de Silicio de $100 \mu\text{m}$ de espesor, responsable de disparar el sistema de adquisición.

Un esquema del sistema experimental utilizado para realizar las medidas temporales en el laboratorio, se muestra en la figura 3.15. La fuente de ^{252}Cf se sitúa formando un ángulo de 45° respecto de una hoja emisora (EF) de mylar aluminizado de $0.9 \mu\text{m}$, cuya área es $70 \times 70 \text{ mm}^2$. Esta EF, posee a ambos lados y a 1 cm de distancia, una rejilla de extracción. El detector de barrera de superficie de Silicio se sitúa frente a la fuente de fragmentos de fisión, al otro lado de la EF. A

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

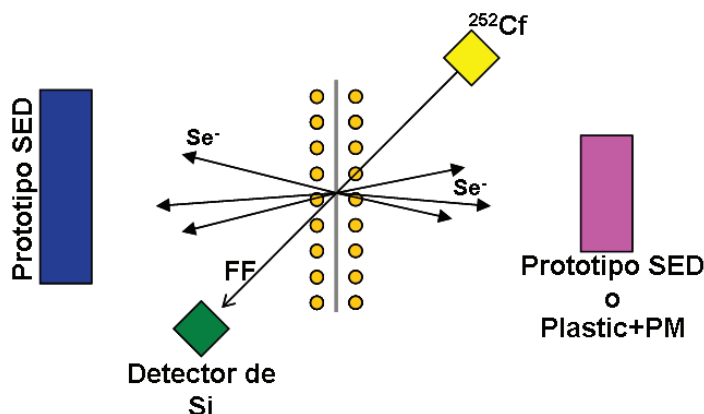


Figura 3.15: Esquema del montaje experimental para la medida de resolución temporal en el laboratorio con una fuente radioactiva de ^{252}Cf .

ambos lados de la hoja, a la misma distancia y paralelos a ella, se coloca el detector gaseoso objeto de estudio y el detector SED o el plástico centelleador, uno delante de la hoja emisora, es decir, en el mismo lado que el Silicio, y otro detrás de la hoja, por tanto en el mismo lado que la fuente radioactiva, como se puede observar en el esquema de la figura 3.15. El detector gaseoso del que queremos conocer la resolución temporal irá siempre delante, ya que según vimos en la sección 3.1.1 la producción de electrones secundarios, al ser atravesada la hoja emisora por una partícula pesada, es mayor en el sentido en el que viajan las partículas.

Cadena electrónica

En la figura 3.16 se muestra el esquema de la cadena electrónica, módulos y conexiones empleados para el registro de las señales de los tres detectores utilizados en las pruebas. La señal temporal del detector gaseoso nos la da el ánodo, mientras que la información espacial se recoge de los cátodos.

La polarización de los tres detectores se realiza con una fuente de tensión. En el caso de los detectores gaseosos (miniSED o SED) el voltaje del ánodo se suministra con el módulo de CAEN (Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari S.p.A [57]) modelo 471A. Este módulo tiene dos salidas independientes de voltaje, cuyo rango máximo es 8 kV y 8 μA de corriente, y además permite seleccionar la polaridad del voltaje de salida (positivo o negativo). Este voltaje se aplica al detector gaseoso a través de un filtro RC paso de baja. De este modo, se polariza el ánodo y se recoge la señal inducida en el ánodo por efecto del movimiento de las cargas generadas en el volumen del detector.

La señal del ánodo, se hace pasar por un amplificador rápido, AR8. Este amplificador ha sido diseñado y construido en el CEA-Saclay y sus principales

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

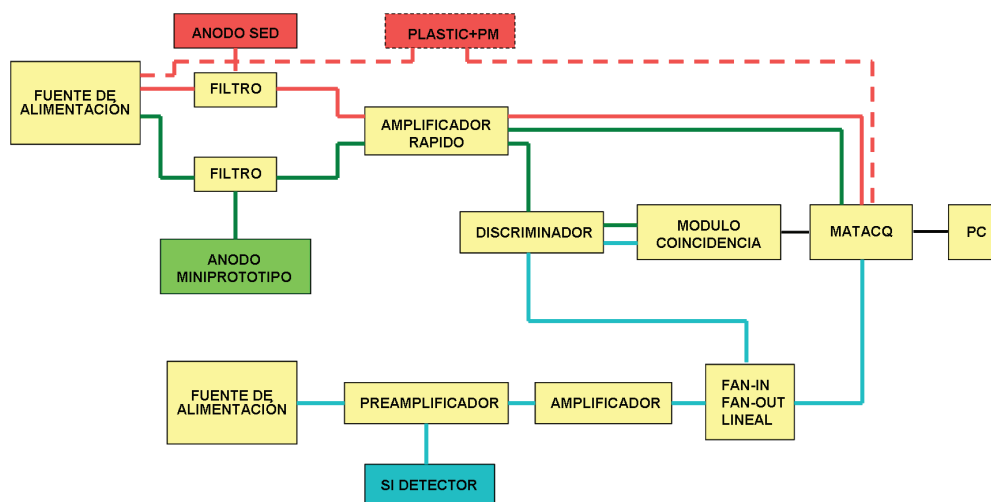


Figura 3.16: Esquema de la cadena electrónica empleada para la medida de la resolución temporal en el CEA-Saclay

características son un factor de ganancia de 200 y un tiempo de subida por debajo de 2 ns. Por cada entrada en el AR8, se pueden tener 2 salidas con las mismas características. De estas dos salidas, una de ellas va a un módulo discriminador, con el que ponemos un umbral a la amplitud de la señal del ánodo por debajo del cuál el sistema no considerará el evento válido. Esto nos sirve también para filtrar el ruido. La otra salida del AR8 va directamente a una de las entradas de la tarjeta MATAcq con la que se registran las señales temporales de los tres detectores.

La tarjeta MATAcq [58], es un módulo VME que permite adquirir y digitalizar señales analógicas rápidas. La frecuencia de muestreo para la digitalización de las señales es de 2 GS/s, permitiendo así muestrear las señales en pequeños intervalos de tiempo de 500 ps, siendo la resolución temporal 25 ps para cada punto salvado en el fichero de datos. Es apropiada para medidas de la resolución temporal porque permite tratar las señales informáticamente y permite registrar 4 señales a la vez. El rango de amplitud de las señales de entrada es ± 0.5 V en 12 bits. El disparo de la tarjeta de adquisición (*trigger*) se puede hacer internamente o externamente, siendo este último caso el elegido para nuestras medidas.

Por otro lado, el detector de barrera de superficie de silicio se polariza a través de un preamplificador ORTEC modelo 142B. Este preamplificador está optimizado para señales rápidas y detectores con un bajo nivel de ruido que poseen una capacitancia entre 100 pF y 400 pF. La salida del preamplificador va a la entrada del amplificador, también de ORTEC modelo 572A, que nos permite seleccionar la ganancia y el tiempo de conformado de la señal (*shaping time*). Para duplicar la señal de salida del amplificador, se utiliza un módulo FAN-IN FAN-OUT lineal.

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

Una de las salidas de este módulo va directamente a una de las entradas de la tarjeta MATAcq para ser digitalizada y registrada. La otra salida, se lleva al módulo discriminador. Aquí se establece un umbral para las señales del detector de silicio en torno a 100 mV. El motivo no es otro que seleccionar los fragmentos de fisión y no las partículas α (partículas más ligeras). Dichas partículas α , nos dan señales de menor amplitud en el detector de silicio.

Una imagen del dispositivo experimental instalado en la cámara de vacío de Saclay y utilizado para las medidas de la resolución temporal, se presenta en la figura 3.17. Se puede ver como el detector de silicio se encuentra en la dirección de las partículas emitidas por la fuente de ^{252}Cf y por lo tanto, los fragmentos inciden directamente en él. Al poner un umbral en la amplitud de las señales generadas en el detector de silicio, lo que se está haciendo es seleccionar sólo los eventos que provienen del paso de un fragmento de fisión, que son los eventos que nos interesan.

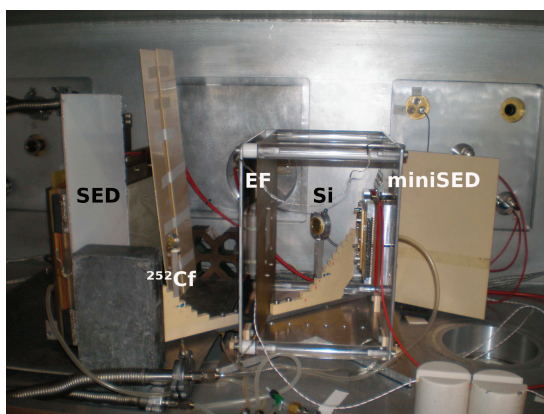


Figura 3.17: Montaje experimental para la medida de la resolución temporal en la cámara de vacío de Saclay con los tres detectores empleados en la medida: miniSED, detector de silicio y SED.

La salida del discriminador del silicio y del miniprototipo SED en cada caso se llevan a la entrada de un módulo de coincidencia. De esta manera, solo cuando existe una señal a la vez en el miniprototipo y en el detector de silicio se genera una señal a la salida. Esta señal será la encargada de disparar nuestro sistema de adquisición, será la señal de trigger externo de la tarjeta MATAcq. Esta es la forma de asegurar que la señal que se ha registrado proviene de los electrones secundarios emitidos por la hoja emisora al paso de un fragmento de fisión y que son detectados por el detector gaseoso.

En el caso de utilizar el detector SED, la señal del ánodo tras pasar por el amplificador rápido se lleva a la tarjeta MATAcq para ser adquirida. Si para la realización de las medidas de resolución temporal, se emplea un centelleador plástico acoplado a un fotomultiplicador, la señal de salida del detector se lleva

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

directamente a la MATAcq para ser registrada junto a la del miniprototipo SED y la del detector de silicio (como se puede ver en el esquema de la figura 3.16).

Método de análisis

Una vez que se han registrado las señales de los tres detectores: miniprototipo, detector de silicio y SED o plástico centelleador (según el caso), se procede al análisis de los datos.

El sistema de adquisición, guarda para cada evento, el valor de la amplitud correspondiente de la señal de cada uno de los tres detectores, en intervalos de tiempo de 500 ps. Empleando un programa de análisis en ROOT [59], se reconstruyen las señales de los detectores mediante una interpolación lineal. La resolución temporal del prototipo que se está caracterizando en cada momento, se obtiene junto a la resolución de los otros dos detectores involucrados en la medida, empleando un método de análisis de fracción constante (CFD).

Para cada evento, se busca la amplitud máxima de la señal generada en cada detector. Luego se calcula el tiempo en el que cada señal llega a un porcentaje fijo de su amplitud máxima (fracción constante de la amplitud). Normalmente se calcula el tiempo en el que cada señal llega al 20 % o 30 % de su amplitud máxima, (siempre aplicando el mismo factor a los tres detectores). Se obtienen así para cada

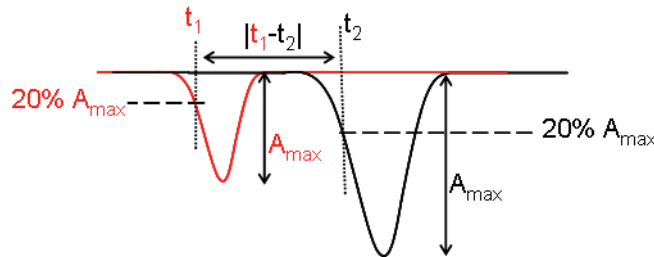


Figura 3.18: Representación de dos señales temporales donde se distinguen la amplitud máxima de las señales, y cómo se obtiene la diferencia de tiempo entre ambas señales siguiendo un método de fracción constante.

evento i , tres tiempos t_{1i} , t_{2i} y t_{3i} , donde 1, 2 y 3 se refiere a los tres detectores. Podemos escribir entonces:

$$t_{1i} = \tau_i + \Delta t_1 + \delta t_{1i} \quad (3.12)$$

Aquí, τ_i es el tiempo del evento que dispara los detectores. Nótese que es un tiempo común para todos los detectores, pero que será diferente para cada evento. Δt_1 , es el tiempo de retraso del detector 1 causado por el tiempo de vuelo de la partícula detectada, por algún *offset* en el tiempo del detector 1, además del

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

tiempo medio de la recolección de carga de este detector. Δt_1 , será diferente para los tres detectores: 1, 2 y 3. Finalmente, δt_{1i} es un tiempo de retraso aleatorio, que determina la resolución del detector. Sin perder ninguna generalidad, podemos considerar que el promedio de δt_{1i} sobre todos los eventos i es cero. La desviación cuadrática media de δt_{1i} nos da la resolución, en este caso del detector 1, σ_1 que queremos determinar.

Las diferencias de tiempo entre cada pareja de detectores serán t_{ai} , t_{bi} y t_{ci} (ecuaciones 3.13, 3.14 y 3.15). Estas diferencias son independientes del tiempo τ_i del evento. Sin embargo, mientras t_{1i} , t_{2i} y t_{3i} son medidas independientes, y por lo tanto estadísticamente independientes, t_{ai} , t_{bi} y t_{ci} no son independientes, y cumplen que $t_{ai} + t_{bi} + t_{ci} = 0$.

$$t_{ai} = t_{1i} - t_{2i} \quad (3.13)$$

$$t_{bi} = t_{1i} - t_{3i} \quad (3.14)$$

$$t_{ci} = t_{2i} - t_{3i} \quad (3.15)$$

Podemos obtener el promedio (ecuaciones 3.16, 3.17 y 3.18) y la varianza (ecuaciones 3.19, 3.20 y 3.21) de estas diferencias de tiempo mediante las siguientes expresiones:

$$\bar{t}_a = \frac{1}{N} \sum_i t_{ai} = \Delta t_1 - \Delta t_2 \quad (3.16)$$

$$\bar{t}_b = \frac{1}{N} \sum_i t_{bi} = \Delta t_1 - \Delta t_3 \quad (3.17)$$

$$\bar{t}_c = \frac{1}{N} \sum_i t_{ci} = \Delta t_2 - \Delta t_3 \quad (3.18)$$

$$V_a = \frac{1}{N} \sum_i (t_{ai} - \bar{t}_a)^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \quad (3.19)$$

$$V_b = \frac{1}{N} \sum_i (t_{bi} - \bar{t}_b)^2 = \sigma_1^2 + \sigma_3^2 \quad (3.20)$$

$$V_c = \frac{1}{N} \sum_i (t_{ci} - \bar{t}_c)^2 = \sigma_2^2 + \sigma_3^2 \quad (3.21)$$

donde N es el número de eventos totales considerados y la varianza para el detector 1 viene dada por la ecuación 3.22, siendo análogas las expresiones para los detectores 2 y 3:

$$\sigma_1^2 = \frac{1}{N} \sum_i (\delta t_{1i})^2 \quad (3.22)$$

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

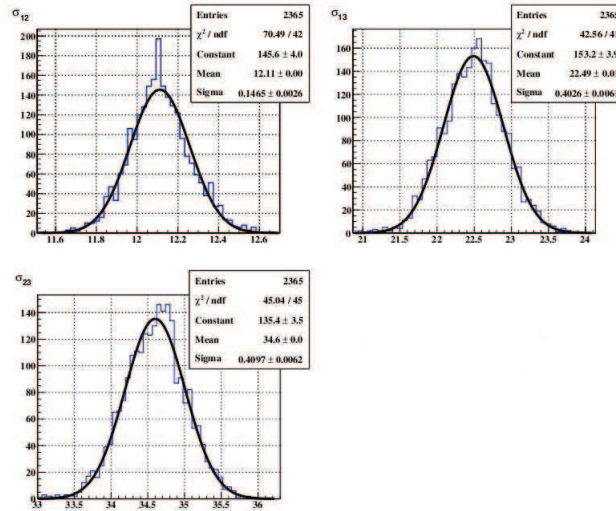


Figura 3.19: Histogramas de la diferencia de tiempo entre cada pareja de detectores, correspondiente a un 30 % de la amplitud máxima de las señales registradas de los detectores.

Las ecuaciones 3.19, 3.20 y 3.21 nos permiten obtener la resolución temporal de cada detector σ_1 (ecuación 3.23), σ_2 y σ_3 de la diferencia de tiempo observada entre las parejas de detectores. Solo tenemos que asumir que los tiempos δt_{1i} , δt_{2i} y δt_{3i} no están correlacionados. En la figura 3.19 se muestran las distribuciones de la diferencia de dichos tiempos.

Evaluaremos ahora la incertidumbre de la resolución temporal.

Según lo que acabamos de describir, la resolución temporal del detector 1 se puede escribir como:

$$\sigma_1^2 = \frac{1}{2} (V_a + V_b - V_c) \quad (3.23)$$

siendo similar la ecuación para σ_2^2 y σ_3^2 . Para estimar la incertidumbre en la ecuación 3.23, no se puede utilizar la propagación cuadrática de errores porque V_a , V_b y V_c están correlacionadas. Todas dependen de t_{1i} , t_{2i} y t_{3i} . Así que para poder aplicar el método de propagación de errores, necesitamos escribir σ_1^2 en términos de las cantidades t_{1i} , t_{2i} y t_{3i} que son medidas independientemente, para luego poder aplicar propagación de errores.

Explícitamente, si sustituimos las ecuaciones 3.19, 3.20, 3.21, 3.13, 3.13 y 3.14 en la ecuación 3.15 se obtiene la ecuación 3.24:

$$\sigma_1^2 = \frac{1}{2N} \sum_i [(t_{1i} - t_{2i} - \bar{t}_a)^2 + (t_{1i} - t_{3i} - \bar{t}_b)^2 - (t_{2i} - t_{3i} - \bar{t}_c)^2] \quad (3.24)$$

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

Escibiendo esta expresión 3.24 en términos de las variables δt_{1i} , δt_{2i} y δt_{3i} se obtiene la ecuación 3.25:

$$\sigma_1^2 = \frac{1}{2N} \sum_i [(\delta t_{1i} - \delta t_{2i})^2 + (\delta t_{1i} - \delta t_{3i})^2 - (\delta t_{2i} - \delta t_{3i})^2] \quad (3.25)$$

Ahora, en esta expresión 3.25 podemos aplicar la propagación de errores, teniendo en cuenta que δt_{1i} , δt_{2i} y δt_{3i} tienen una incertidumbre dada por σ_1 , σ_2 y σ_3 respectivamente, y que δt_{1i} , δt_{2i} y δt_{3i} no están correlacionados. Así, tenemos que la incertidumbre de σ_1^2 , $\varepsilon(\sigma_1^2)$, se puede obtener mediante la ecuación 3.26:

$$(\varepsilon(\sigma_1^2))^2 = \sum_i \left[\left(\frac{\partial \sigma_1^2}{\partial (\delta t_{1i})} \right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{\partial \sigma_1^2}{\partial (\delta t_{2i})} \right)^2 \sigma_2^2 + \left(\frac{\partial \sigma_1^2}{\partial (\delta t_{3i})} \right)^2 \sigma_3^2 \right] \quad (3.26)$$

Si consideramos ahora que:

$$\sum_i (\delta t_{1i})^2 = N \sigma_1^2 \quad (3.27)$$

y hacemos la misma consideración para los detectores 2 y 3, aplicando la propagación de errores sobre $\varepsilon(\sigma_1^2)$ (ecuación 3.28), conseguimos obtener la incertidumbre de la resolución temporal del detector 1, $\varepsilon(\sigma_1)$, en función de la resolución temporal de los tres detectores implicados en la medida (ecuación 3.29):

$$\varepsilon(\sigma_1^2) = 2\sigma_1 \varepsilon(\sigma_1) \quad (3.28)$$

$$\varepsilon(\sigma_1) = \frac{\sigma_1}{\sqrt{N}} \left(1 + \frac{\sigma_2^2}{2\sigma_1^2} + \frac{\sigma_3^2}{2\sigma_1^2} + \frac{\sigma_3^2 \sigma_2^2}{2\sigma_1^4} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.29)$$

Siguiendo el mismo procedimiento se obtienen las incertidumbres asociadas a las resoluciones calculadas de los otros dos detectores involucrados en la medida $\varepsilon(\sigma_2)$ y $\varepsilon(\sigma_3)$.

Consideremos ahora el caso particular en el que los detectores 1 y 2 tienen la misma resolución temporal (σ) (detectores tipo SED), mientras que la resolución del detector 3 es mayor, siendo su resolución $n\sigma$. De la expresión 3.29 es sencillo deducir como la incertidumbre del detector con mejor resolución temporal está influenciada por la resolución temporal del peor de los detectores (ecuación 3.30). Por este motivo, será importante emplear detectores con resoluciones temporales pequeñas a la hora de realizar las medidas para obtener la resolución nuestros miniprototipos SED.

$$\varepsilon(\sigma) = \left(\frac{3}{2} + n^2 \right) \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad (3.30)$$

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

Resultados

Empleando el montaje experimental y el método de medida descritos anteriormente hemos medido la resolución temporal de los diferentes miniprototipos construidos.

Durante todas las pruebas, el gas empleado ha sido isobutano puro a una presión de 5.5 mbar. Para las medidas hemos considerado los fragmentos de fisión ligeros, más energéticos y por lo tanto más rápidos. Al hacer esta selección mejoramos la desviación estándar de la distribución de la diferencia de tiempo entre el miniSED y el silicio (σ_{ms-si}). Este hecho se traduce en una mejora de la resolución temporal del miniprototipo SED obtenida, como se puede deducir de la ecuación 3.19.

La forma de seleccionar los fragmentos, ha sido aplicando un filtro en el programa de análisis sobre la amplitud de las señales registradas por el detector de silicio. Recordemos que los fragmentos de fisión (FF) impactan directamente en este detector. Se puede ver, en el histograma de la amplitud de las señales registradas en el detector de silicio (figura 3.20), cómo aparecen dos picos. El de la izquierda corresponde a amplitudes más altas, FF ligeros, mientras el de la derecha corresponde a FF pesados, menos energéticos y por tanto generan señales de amplitud menor en el silicio.

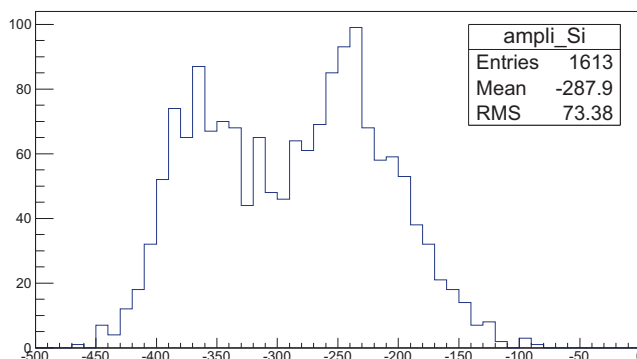


Figura 3.20: Histograma de la amplitud de las señales generadas por los fragmentos de fisión al incidir en el detector de barrera de superficie de Silicio.

MiniSED-1D

Con el objetivo de estudiar la influencia del espesor del espacio de amplificación, es decir, el espacio entre el ánodo y el cátodo del detector, en la resolución temporal del miniSED-1D, se han realizado diversas medidas utilizando dos versiones del detector: una con un espacio de 2x1.6 mm y otra con 2x3.2 mm de espesor.

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

En la figura 3.21 se pueden ver las señales temporales de los detectores involucrados en las medidas de la resolución temporal reconstruidas vía software. La señal verde corresponde al detector de silicio mientras que la señal negra y la roja corresponden a los detectores miniSED y SED respectivamente.

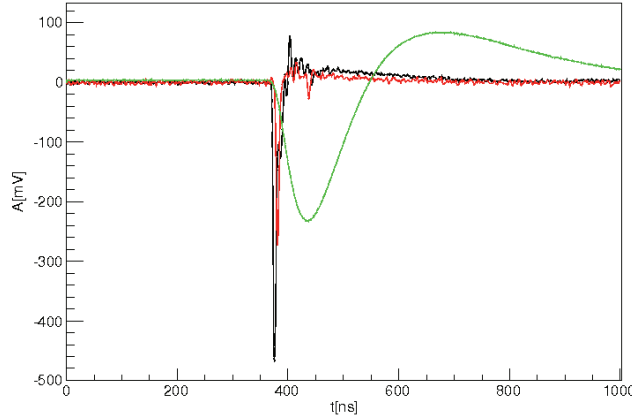


Figura 3.21: Reconstrucción de las señales temporales de los detectores vía software. La señal verde corresponde al detector de silicio, mientras que la negra y la roja a los detectores miniSED y SED respectivamente.

En la figura 3.22 se presenta la amplitud media de las señales del miniSED-1D cuando el espacio entre los dos cátodos es 3.2 mm y 6.4 mm. Para un voltaje de polarización de 610 V se observa como la amplitud del prototipo con menor espacio de amplificación es más del doble, si bien este resultado es lógico debido a que el campo reducido es el doble. La amplitud media de las señales del miniSED-1D (3.2 mm) llega a ser de ~ 350 mV. La amplitud media de las señales del detector SED es de ~ 150 mV. Este valor es lógico si tenemos en cuenta que el SED durante las medidas estaba situado en la zona trasera de la hoja emisora. El ruido de las señales del miniSED-1D tiene un valor aproximado de 15 mV pico a pico.

En la figura 3.23 se presentan los resultados de la resolución temporal (σ_t) del miniSED-1D para diferentes valores del voltaje de polarización aplicado sobre el ánodo. Estos resultados, se han obtenido junto con la resolución temporal de un detector SED y de un detector de silicio utilizados en el montaje experimental como se explicó en la sección 3.4.1.

Se observa como la resolución temporal, σ_t , mejora al aumentar el potencial de polarización del ánodo, es decir, al aumentar el campo eléctrico en el espacio entre ánodo y cátodo, independientemente del espesor en el interior del detector. En la ecuación 2.10, se vió como la velocidad de deriva de los electrones en el gas, es proporcional al campo eléctrico al que están sometidos. Al aumentar su velocidad el tiempo de subida (r_t), definido como la diferencia entre el tiempo en el que la

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

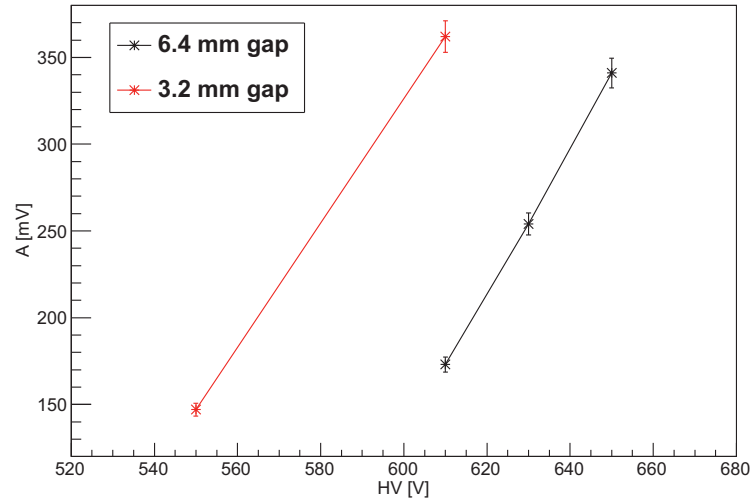


Figura 3.22: Amplitud del miniSED-1D frente al voltaje de polarización para dos prototipos con espacio de amplificación diferentes.

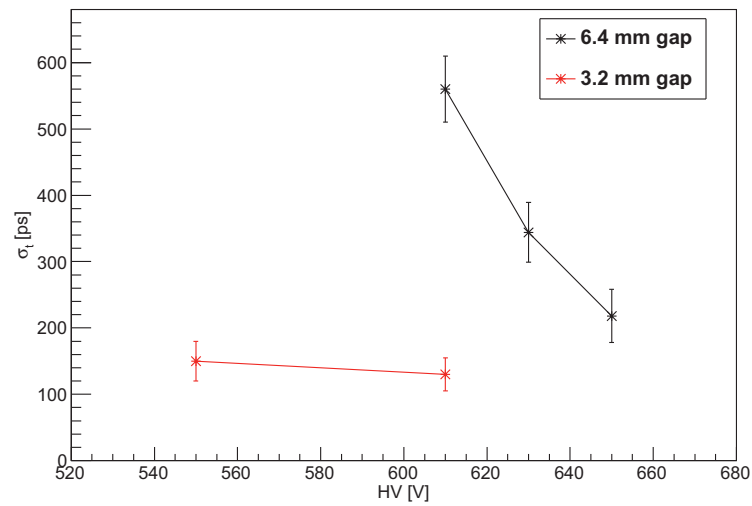


Figura 3.23: Resolución temporal del prototipo miniSED-1D frente al voltaje de polarización para dos prototipos con espacios de amplificación diferentes.

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

señal alcanza el 10 % de su amplitud máxima y el tiempo en el que alcanza el 90 % de la misma, será menor. Los electrones llegarán más rápido al ánodo del detector.

La disminución del espacio entre los cátodos, mejora la resolución temporal, como puede verse en la figura 3.23. Al disminuir el espacio entre los electrodos del miniSED-1D, el tiempo de recolección de la carga generada en el interior del volumen del detector, será menor al tener que recorrer un espacio más pequeño. En la figura 3.23, para un voltaje de polarización de 610 V, se ve de forma clara cómo la resolución pasa de 560 ps a 130 ps cuando el espacio es menor (véase tabla 3.6) [49]. Esto es debido a que el campo eléctrico reducido (E/P), es la mitad cuando el espacio es 6.4 mm. En el capítulo 2, vimos cómo la ganancia del detector es proporcional a este parámetro. La amplitud de las señales será entonces mayor para el miniSED-1D de 3.2 mm, siendo la relación señal ruido (SNR) mejor en este caso (como se puede ver en la figura 3.22. El tiempo de subida de las señales del miniSED pasa de 10 ns a 6 ns al disminuir el espacio entre los cátodos a la mitad.

Con la intención de reducir las incertidumbres y mejorar los resultados alcanzados, se substituyó en el montaje experimental el SED por un detector plástico centelleador acoplado a un fotomultiplicador rápido. Con este montaje, se ha conseguido medir una resolución temporal del miniSED-1D de 110 ± 15 ps reduciendo a la mitad la incertidumbre del miniSED-1D. En la tabla 3.6 se presentan los mejores resultados obtenidos con un detector miniSED-1D con un espacio entre los cátodos de 3.2 mm.

Tabla 3.6: Resultados de la resolución temporal σ_t del miniSED-1D, junto con la del detector de silicio (Si) y del SED o plástico centelleador (plástico) según el montaje experimental empleado, la presión (P) del isobutano en el interior del miniSED-1D y la tensión de polarización (V) del detector.

prototipo	miniSED-1D	SED	Si	prototipo	miniSED-1D	plastico	Si
P [mbar]	5.5	5.5		P [mbar]	5.5		
V [V]	550	600	100	V [V]	540	1800	100
σ_t [ps]	150 ± 30	250 ± 25	560 ± 21	σ_t [ps]	110 ± 15	100 ± 19	409 ± 15

MiniSED-2D

En el caso del prototipo miniSED-2D, se esperaba obtener una resolución temporal equivalente a la alcanzada con el miniSED-1D. El hecho de que ahora el detector no fuera simétrico (ánodo en medio de dos cátodos situados a la misma distancia) podía ser motivo de una degradación en la resolución temporal al romper la simetría del campo eléctrico a ambos lados de los hilos del ánodo.

Se realizaron medidas para una tensión de polarización de 540 V y 550 V, manteniendo siempre una presión en el interior del detector de 5.5 mbar. Los resultados conseguidos y presentados en la tabla 3.7 ponen de manifiesto el buen

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

Tabla 3.7: Resultados de la resolución temporal σ_t del miniSED-2D, junto con la del detector de silicio (Si), y del plástico centelleador, la presión (P) del isobutano en el interior del miniSED-2D y la tensión de polarización (V) del detector.

prototipo	P [mbar]	V [V]	σ_t [ps]
miniSED-2D	5.5	540	125±14
plastico		-1050	103±16
Si		100	399±15
miniSED-2D	5.5	550	102±17
plastico		-1150	126±14
Si		100	417±15

comportamiento de este prototipo en términos de tiempo, con resultados similares a los alcanzados con el prototipo 1D (~ 100 ps).

Micromegas a baja presión

Respecto al prototipo micromegas a baja presión, hemos realizado un estudio en términos de ganancia y de resolución temporal con diferentes geometrías del detector, es decir, con detectores micromegas cuyo espacio de amplificación hemos variado de $128 \mu\text{m}$, a $256 \mu\text{m}$ y $512 \mu\text{m}$ [54]. La presión del isobutano durante las medidas en el interior del detector ha sido siempre de 5.5 mbar.

La figura 3.24 muestra la amplitud media de las señales de los tres detectores micromegas frente al campo eléctrico en la zona de deriva (E_d), cuando se aplican diferentes voltajes en la zona de amplificación (V_M). La primera conclusión que se puede sacar a la vista de los resultados obtenidos, es la buena relación señal ruido (SNR) del micromegas comparado con las cámaras de hilos a baja presión [49]. La amplitud media puede alcanzar los 2500 mV para un campo de 200 V/mm en el caso de un micromegas con un espacio de amplificación de $256 \mu\text{m}$. Esta amplitud es al menos un factor 10 veces mayor que la alcanzada en una cámara de hilos, en torno a 200 mV, a las mismas condiciones de presión y voltaje de polarización máximo aplicable. En ambos casos, tanto para el micromegas como para las cámaras de hilos a baja presión, el nivel de ruido pico a pico es de unos 15 mV. Esta alta ganancia, debería permitir mejorar la eficiencia de detección de partículas con bajo Z, que pasen a través de la hoja emisora. Con esta idea, hemos medido la eficiencia de detección de las partículas α emitidas por la fuente de ^{252}Cf con el detector micromegas a baja presión, obteniéndose una eficiencia del 30 %.

En la figura 3.24, también se puede ver cómo la amplitud de las señales aumenta con el espesor del espacio de amplificación, a pesar de que el campo eléctrico de amplificación disminuye. La explicación de este comportamiento se encuentra en la saturación del coeficiente de Townsend (α) definido en la sección 2.4. Como el coeficiente de Townsend se satura para un campo eléctrico alto y a una presión baja [60], la ganancia es más importante solo cuando se aumenta el espacio de

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

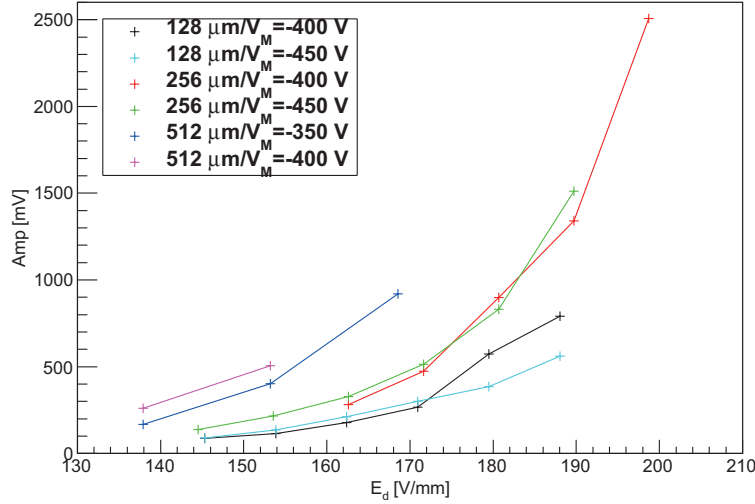


Figura 3.24: Amplitud media de los diferentes prototipos micromegas frente al campo eléctrico aplicado en la zona de deriva para diferentes voltajes en la zona de amplificación. Presión del isobutano $P=5.5$ mbar.

amplificación. Lo que confirma que nuestro detector funciona correctamente en modo micromegas a baja presión.

El hecho de que la amplitud de la señal sea la misma para dos voltajes diferentes aplicados en la zona de amplificación del micromegas con un espacio de $256 \mu\text{m}$ (figura 3.25), es otra indicación de la saturación de α . Este no es el caso del detector de $512 \mu\text{m}$ (figura 3.24), donde el campo eléctrico de amplificación llega a ser más pequeño y α deja de ser constante. Sin embargo, no fue posible aumentar el voltaje de amplificación al aumentar el espacio de amplificación. Independientemente de cuál era el espacio de amplificación, el límite del voltaje aplicado en la *mesh* antes de comenzar las descargas en el detector era el mismo, $V_M \sim -400$ V.

En la figura 3.26 se presentan los resultados de la resolución temporal σ_t (obtenidos de los diferentes micromegas a 5.5 mbar de presión) frente al campo eléctrico aplicado en la zona de deriva, E_d , para diversos voltajes aplicados en la zona de amplificación (V_M). Cabe destacar que se ha alcanzado un valor de resolución $\sigma_t = 137 \pm 44$ ps, resultado muy próximo al conseguido con las cámaras de hilos (σ_t entre 100ps y 120 ps).

La figura 3.26 muestra que la resolución temporal, no depende tanto del espacio de amplificación como del campo eléctrico de deriva aplicado, al igual que en el caso de una cámara de placas paralelas. Esto significa que en la resolución temporal influyen más los electrones creados en la zona de deriva. La primera conclusión que se puede extraer es la necesidad de tener un campo eléctrico de

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

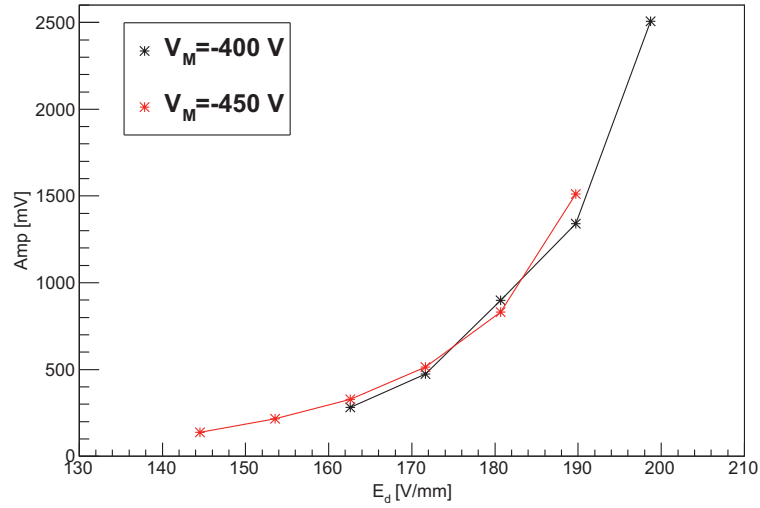


Figura 3.25: Amplitud media de las señales del prototipo micromegas con un espacio de amplificación de $256 \mu\text{m}$ respecto al campo eléctrico aplicado en la zona de deriva para una presión del isobutano de 5.5 mbar.

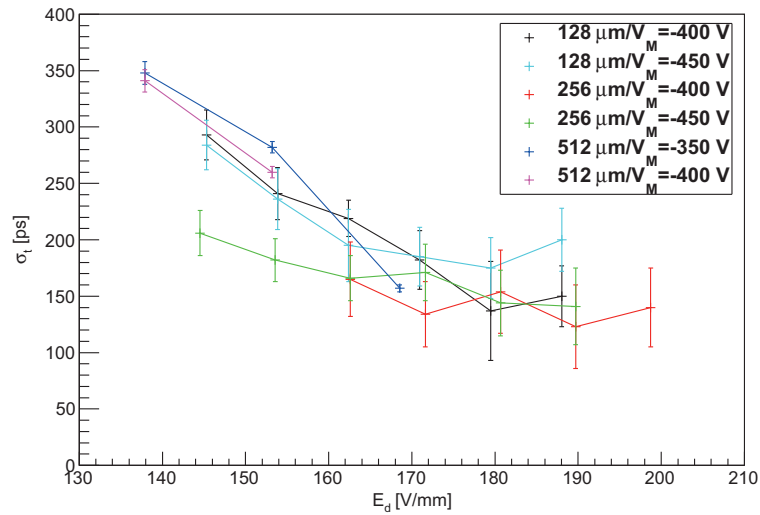


Figura 3.26: Resolución temporal (σ_t) de los diferentes prototipos micromegas frente al campo eléctrico aplicado en la zona de deriva para diferentes voltajes en la zona de amplificación. Presión del isobutano $P=5.5$ mbar.

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

deriva elevado y como consecuencia una preamplificación en esta zona del detector para conseguir una buena resolución temporal. Una vez que los electrones de ionización son creados, principalmente en la zona de deriva, comienzan a ser conducidos y multiplicados. La señal comienza tan pronto como los electrones atraviesan la *mesh* y éstos son un número suficiente como para conseguir una buena SNR. Esto quiere decir, que el comienzo de la señal es inducido por los electrones creados en la zona de deriva cerca de la *mesh*. No es necesario esperar a que todos los electrones sean conducidos a la zona de amplificación para comenzar a ver la señal, y conseguir una buena información temporal.

La resolución temporal del micromegas con un espacio de amplificación de $256\ \mu\text{m}$, depende en menor medida del campo de deriva aplicado que el micromegas con espacio de amplificación de $128\ \mu\text{m}$. El micromegas con un espacio de amplificación de $512\ \mu\text{m}$, presenta un extraño comportamiento, probablemente debido al límite de descarga tan bajo que tiene, como hemos comentado anteriormente. Este bajo límite de descarga, no nos permite utilizar este detector sin ninguna preamplificación en la zona de deriva, que era la motivación para la construcción de este prototipo.

3.4.2 Medida de la resolución espacial

La resolución espacial, nos da información sobre la capacidad que tiene nuestro detector para distinguir dos partículas que inciden en lugares diferentes de la hoja emisora. La resolución espacial junto con la temporal caracterizan nuestros detectores de trazado.

Dispositivo experimental

Para la medida de la resolución espacial se dispone de un detector de barrera de superficie de Silicio (Si), y del prototipo de detector gaseoso de electrones secundarios del que se quiera obtener la resolución espacial en cada momento.

El dispositivo experimental empleado en el laboratorio, para la realización de las medidas de resolución espacial de los diferentes miniprototipos, utilizando una fuente radioactiva de ^{252}Cf , es similar al representado en la figura 3.27. Para realizar la medida, se instala en el interior de la cámara de vacío un imán con el que se genera el campo magnético necesario para focalizar los electrones secundarios que salen de la hoja emisora a la entrada de la ventana de entrada del detector, como se explicó en la sección 3.1.2.

Este imán consta de dos bobinas de cobre paralelas, conectadas mecánicamente por dos placas de hierro paralelas entre sí y perpendiculares a las bobinas. El conductor de cobre de los imanes, de sección rectangular, está conectado a una fuente de alimentación mediante la que se suministra la corriente a las bobinas

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

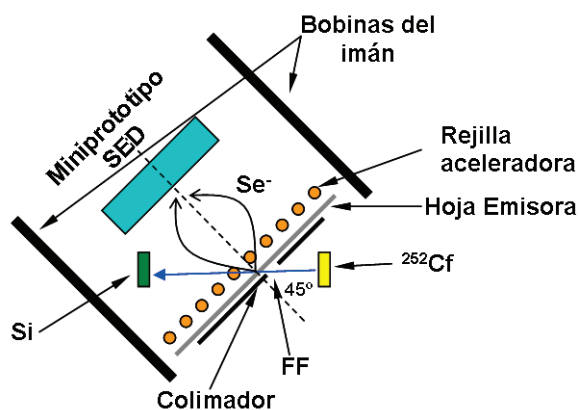


Figura 3.27: Esquema del dispositivo experimental empleado para la medida de la resolución espacial con una fuente radioactiva en el laboratorio (no en escala).

para inducir el campo magnético necesario. El conductor está hueco en su interior, permitiendo así la circulación de agua para refrigerar el sistema.

Gracias a unos soportes mecánicos, podemos situar el detector de electrones secundarios en el espacio que queda entre las bobinas, junto con la hoja emisora colocada paralela al prototipo, a una distancia de 200 mm de la ventana de entrada del mismo. Tanto la hoja emisora como el detector, se encontrarían formando un ángulo de 45° con la trayectoria de los fragmentos de fisión procedentes de la fuente de ^{252}Cf , como puede verse en la figura 3.28. Frente a la fuente radioactiva, alineado con ella y tras la hoja emisora, se coloca el detector de barrera de superficie de silicio que se emplea para generar la puerta del sistema de adquisición, responsable de definir el tiempo de integración de la señal.



Figura 3.28: Imagen del montaje experimental para la medida de la resolución espacial con una fuente radioactiva, en el interior de la cámara de vacío del CEA-Saclay.

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

Sobre la hoja emisora se coloca una placa con agujeros de 1mm, con la finalidad de conseguir así una imagen de ese agujero en el prototipo y tener una referencia a la hora de calcular la resolución espacial del detector.

La información espacial se obtiene de la carga inducida, en los cátodos segmentados del detector gaseoso, cuando los electrones secundarios entran en él.

Cadena electrónica

La cadena electrónica empleada para determinar la resolución espacial del detector se puede ver en la figura 3.29. La cadena electrónica empleada para polarizar el detector gaseoso y el de silicio, junto con la que se utiliza para amplificar y discriminar las señales de ambos detectores, es la misma que la que se emplea en las medidas de tiempo (sección 3.4.1). La salida del ánodo y del silicio se llevan a la entrada de un módulo generador de puertas lógicas, donde se genera la puerta de integración del módulo convertidor digital de carga (QDC). El QDC nos permitirá digitalizar las señales (analógicas) del cátodo del detector gaseoso para ser registradas informáticamente.

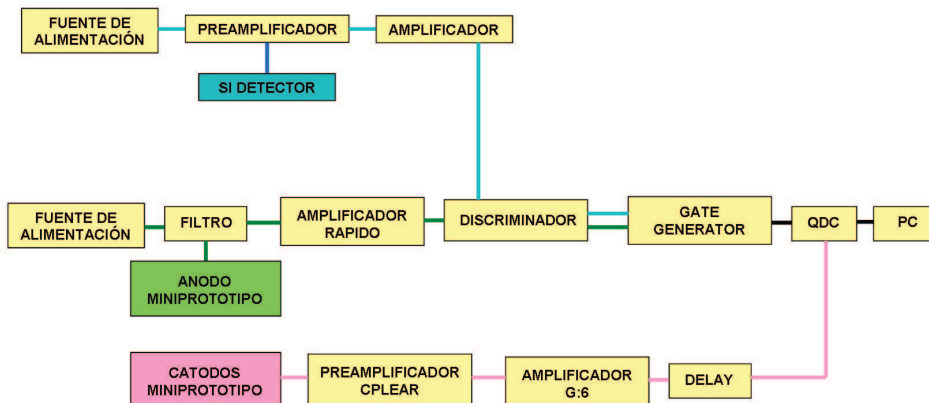


Figura 3.29: Esquema de la cadena electrónica empleada para la medida de la resolución espacial en el CEA-Saclay

Por su parte, los cátodos se conectan a un preamplificador denominado CPLEAR. Se trata de un preamplificador de carga, de modo que el voltaje de salida es proporcional a la carga de la señal de corriente inducida en los cátodos del detector. Estos preamplificadores desarrollados por Saclay, han sido empleados en experimentos como *CP violation of Kaon particles at Low Energy Antiproton Ring (CPLEAR)* en el CERN [61]. Tras pasar por el preamplificador, las señales de cada una de las tiras, en las que está segmentado cada cátodo del detector, se amplifican mediante un amplificador de ganancia 6 desarrollado también por el CEA-Saclay. La salida del amplificador pasa por un módulo de retraso (delay)

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

cuando es necesario, para que todas las señales provenientes de los cátodos entren completamente en la puerta de integración generada anteriormente. Por último, las señales amplificadas, y retrasadas si fuera necesario, de los cátodos son digitalizadas mediante el QDC.

Método de análisis

Calibración

En primer lugar es necesario realizar la calibración del sistema para poder ajustar la ganancia relativa de cada tira o hilo del cátodo. El método es sencillo, se inyectan pulsos de diferentes amplitudes al ánodo del detector mediante un generador de pulsos, y se registra la carga inducida en cada tira del cátodo. Se genera así, una distribución gaussiana alrededor del valor de la carga inducida en cada tira o hilo, como se observa en la figura 3.30. La carga inducida sobre cada tira o hilo del cátodo debería ser la misma para cada pulso de la misma amplitud inyectado en el detector. Al variar la amplitud del pulso, se consigue obtener una recta de calibración que permite describir la relación canal-amplitud. Para cada amplitud de pulso inyectado, tomamos el canal correspondiente al valor medio de la distribución generada (diferentes picos en la figura 3.30). La pendiente de la recta de calibración es la ganancia g , de la tira o hilo en cuestión.

El primer pico que se observa en la figura 3.30 (más a la izquierda), se obtiene como resultado de no inyectar ningún pulso en el detector. Nos sirve para tener una medida del ruido y del pedestal del sistema. Definimos el pedestal como el valor medio de la distribución de carga que se obtiene sin la presencia del generador de pulsos, y el ruido como la desviación estándar σ del ajuste gaussiano de dicha distribución.

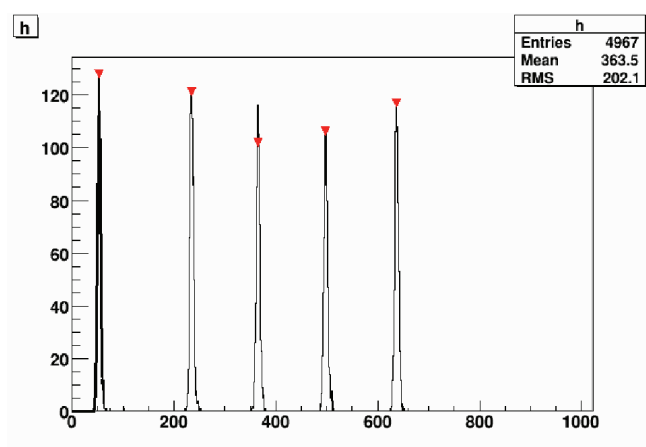


Figura 3.30: Histograma de calibración correspondiente a una tira del cátodo.

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

La carga inducida en cada tira (o hilo), Q_i , se calcula mediante la expresión 3.31:

$$Q_i = (q_i^{canal} - p_i) \frac{g_{ref}}{g_i} \quad (3.31)$$

donde q_i^{canal} es la carga de la tira o hilo en canales, p_i es el pedestal de la tira o hilo, g_i es la ganancia de la tira o hilo y g_{ref} es la ganancia de una de las tiras o hilos que constituyen el cátodo y que se toma como referencia.

Tratamiento de datos

La posición de las partículas incidentes, se calcula mediante un algoritmo para encontrar el centro de la distribución de carga inducida en los cátodos del detector por dichas partículas. Nosotros vamos a utilizar dos métodos analíticos para obtener el centro de dicha distribución de carga: el método del baricentro y el método de la secante hiperbólica [62].

Método del baricentro. Consiste en el cálculo del centro de gravedad geométrico de la carga medida en un número determinado de tiras. La ecuación 3.32 permite calcular la posición X_n del centroide de la distribución de carga.

$$X_n = \frac{\sum_{i=1}^n x_i Q_i}{\sum_{i=1}^n Q_i} \quad (3.32)$$

donde x_i es la posición del centro de la tira i , Q_i es la carga calculada a partir de la expresión 3.31, que depende de los datos experimentales, y n es el número de tiras que se consideran para el cálculo.

El ajuste de la distribución de los centroides calculado siguiendo la ecuación 3.32 para todos los eventos registrados (figura 3.31 izquierda), se realiza con una función (ecuación 3.33) resultante de la convolución de una función gaussiana y una función que representa el agujero de la placa colimadora que se coloca sobre la hoja emisora. Este ajuste nos permitirá calcular la resolución espacial del detector que estemos probando.

$$f(x) = erf\left(\frac{a+x}{\sqrt{2}\sigma}\right) + erf\left(\frac{a-x}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (3.33)$$

donde a es el radio del agujero y la desviación estándar σ , será la resolución espacial del detector. La función error (erf) se define según la ecuación 3.34:

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt = erf(x) \quad (3.34)$$

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

Método de la secante hiperbólica. Consiste en ajustar la distribución de carga generada en el cátodo a una función analítica con un pequeño número de parámetros, siendo los parámetros mínimos una constante de normalización a_1 , la posición del centroide a_2 y la anchura de la distribución de carga a_3 . Nosotros emplearemos la función secante hiperbólica cuadrada para aproximar la distribución de carga Q_i (ecuación 3.35).

$$Q_i = \frac{a_1}{\cosh^2(\pi(x_i - a_2)/a_3)} \quad (3.35)$$

La posición del centroide a_2 vendrá dada por la ecuación 3.36:

$$a_2 = \frac{a_3}{\pi} \tanh^{-1} \frac{\sqrt{Q_1/Q_3} - \sqrt{Q_1/Q_2}}{2 \sinh(\pi W/a_3)} \quad (3.36)$$

donde la anchura de la distribución de carga a_3 sigue la ecuación 3.37:

$$a_3 = \frac{\pi W}{\cosh^{-1} \frac{1}{2} \left(\sqrt{Q_1/Q_3} + \sqrt{Q_1/Q_2} \right)} \quad (3.37)$$

Aquí W es la anchura de la tira, Q_1 es la carga de la tira más significativa (la tira con mayor carga), y Q_2 y Q_3 la carga de la tira a la derecha y a la izquierda de la tira o hilo más significativo.

Igual que en el método del baricentro, si representamos en un histograma (figura 3.31 derecha) la posición del centroide para todos los eventos (calculado como acabamos de describir), se obtendrá una distribución. El ajuste de esta distribución se realizará, al igual que antes, con una función que tiene en cuenta el tamaño del agujero del colimador situado sobre la hoja emisora (ecuación 3.33), y que nos proporcionará la resolución espacial σ_s de nuestro detector.

Resultados

Empleando el dispositivo experimental descrito en la sección 3.4.2 se han realizado diversas medidas de la resolución espacial del prototipo miniSED-1D con la finalidad de optimizar dicho montaje experimental. Por este motivo, se ha variado la intensidad del campo magnético aplicado y la distancia entre el detector y la hoja emisora. La presión del isobutano en el interior del miniSED-1D durante las medidas fue de 5.5 mbar.

En la figura 3.32 se presentan los resultados de la resolución espacial, σ_s , del prototipo miniSED-1D, que se han obtenido en el laboratorio del CEA-Saclay, con una fuente de fragmentos de fisión. Las medidas se han realizado variando la intensidad del campo magnético (B) aplicado. Se presentan los resultados

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

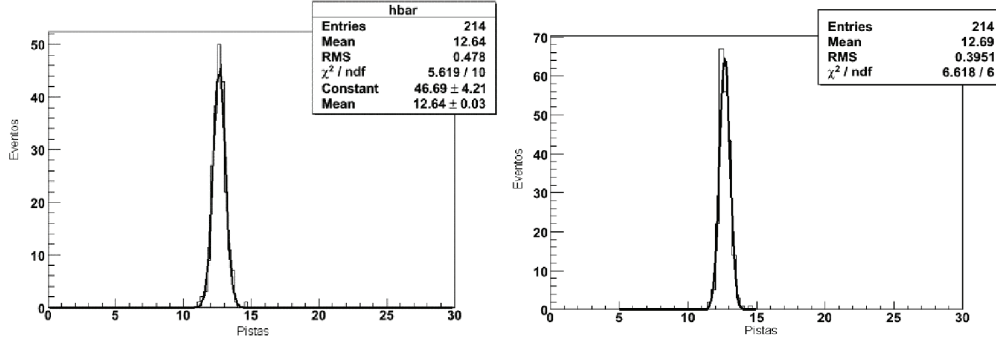


Figura 3.31: Histograma de la distribución de la posición del centroide de la distribución de carga mediante el método del baricentro (izquierda) y de la secante hiperbólica (derecha).

obtenidos utilizando los dos métodos de análisis explicados en la sección anterior: el método del baricentro, considerando 5 o 7 tiras o hilos (bar5 o bar7) y el método de la secante hiperbólica (Sechs). Estas medidas se han realizado modificando también la distancia del detector a la hoja emisora de 12.5 cm (figura 3.32 izquierda) a 20 cm (figura 3.32 derecha).

En primer lugar se quería determinar si el campo magnético se podía suprimir, sin que con ello la resolución espacial del detector empeorara. Los resultados alcanzados a 0 Gauss, confirman la necesidad de emplear un campo magnético para focalizar los electrones secundarios a la entrada del detector. Así se puede ver en la figura 3.32 (derecha), cómo en ausencia de campo magnético, σ_s llega a alcanzar 1.4 mm, mientras que este resultado se reduce a la mitad cuando se aplica un campo de 110 Gauss, para una distancia entre la hoja emisora y el detector de 20 cm. Este resultado es lógico, debido a la apertura que experimenta la nube de electrones secundarios mientras se dirige hacia el detector (sección 3.1.2).

La distancia de la hoja al detector se ha modificado pensando que, este tipo de detectores cuando son empleados para trazar el haz, tienen un tamaño más pequeño que cuando se utilizan en el plano focal de un espectrómetro, donde se necesitan detectores de un tamaño más grande y la distancia entre detector y hoja emisora debe ser mayor (20 cm) mientras que en el primer caso se puede reducir a casi la mitad.

Cuando se disminuye la distancia entre la hoja emisora y el detector (figura 3.32 de la izquierda) y aplicamos un campo $B=70$ G, parece que la mejor resolución espacial se consigue al aplicar en el cálculo el método de la secante hiperbólica, donde solo las tres tiras o hilos con la carga más importante son tenidos en cuenta. Esto puede deberse a una menor multiplicidad del detector en este caso. Se define la multiplicidad, como el número de tiras o hilos del cátodo en el que se induce carga al paso de una partícula por el detector. Los resultados alcanzados para $B=130$ G

3.4 Caracterización de los miniprototipos SED con fuente radioactiva

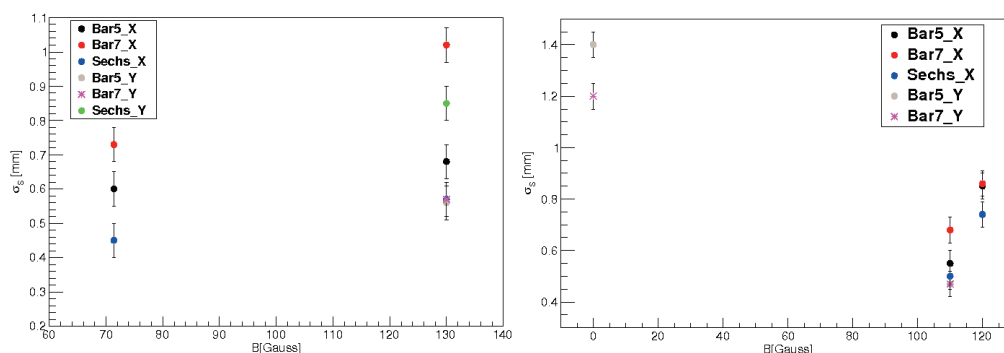


Figura 3.32: Resolución espacial (σ_s) frente a la variación de la intensidad del campo magnético aplicado para una distancia entre la hoja emisora y el detector de 12.5 cm (izquierda) y de 20 cm (derecha).

son comparables a los alcanzados para $B=110$ G cuando el detector se localiza a 20 cm de la hoja emisora. Ha sido necesario aumentar la intensidad del campo magnético cuando la distancia entre la hoja emisora y el detector era menor, para poder así conseguir que los electrones giren un número entero de vueltas más rápido, antes de entrar en el detector.

En la figura 3.32 de la derecha, se observa como los mejores resultados alcanzados de resolución espacial se corresponden con un campo magnético aplicado de 110 Gauss. Este valor, es el que optimiza los resultados de resolución espacial alcanzados cuando la hoja emisora se encuentra a 20 cm. En este caso, los resultados alcanzados para la resolución espacial en X, σ_x (cátodos de tiras) y en Y, σ_y (cátodo de hilos) son similares cuando se calculan aplicando el método del baricentro, considerando 5 tiras o hilos, que cuando se consideran 7 o se calcula aplicando el método de la secante hiperbólica, donde insistimos que sólo las tres tiras o hilos con la carga más importante son tomadas en cuenta para el cálculo.

Tabla 3.8: Resolución espacial del detector miniSED-1D y miniSED-2D, donde B es la intensidad del campo magnético, d es la distancia entre la hoja emisora y el detector, y V la tensión de polarización del ánodo del detector.

Prototipo	miniSED1D	miniSED2D
P [mbar]	5.5	5.5
d [cm]	20	20
B [Gauss]	110	110
V [V]	500	490
Método análisis	Método Baricentro	Método Baricentro
σ_x /FWHM [mm]	$0.47 \pm 0.05 / 1.10 \pm 0.10$	$0.45 \pm 0.03 / 1.06 \pm 0.06$
σ_y /FWHM [mm]	$0.55 \pm 0.05 / 1.30 \pm 0.10$	$0.47 \pm 0.03 / 1.10 \pm 0.06$

3. DETECTORES DE HOJA EMISORA: DETECTORES GASEOSOS A BAJA PRESIÓN.

Se ha sustituido el prototipo miniSED-1D, por el miniSED-2D. Se ha procedido a medir la resolución del detector en las dos dimensiones. En la tabla 3.8, se presenta la resolución espacial σ_s del prototipo miniSED-1D, y del miniSED-2D tras haber fijado el campo magnético a 110 Gauss y la distancia (d) a la hoja emisora del detector en 20 cm.

Caracterización de los prototipos SED con haces de iones

Tras los resultados obtenidos en el laboratorio con una fuente radioactiva de ^{252}Cf , mostrados en el capítulo 3, en este capítulo se presentarán los resultados obtenidos durante las pruebas realizadas con los detectores miniSED-1D, miniSED-2D, y micromegas a baja presión empleando un haz de iones pesados. Este capítulo se divide en dos partes. La primera corresponde a la descripción y resultados de la prueba realizada con un haz de iones en GANIL (Francia), mientras que en la segunda parte se describe el sistema que se ha instalado en el Centro Nacional de Aceleradores (CNA) para poder realizar pruebas a los prototipos SED con haces estables del Tandem de 3 MV. Se detallarán las medidas y estudios de viabilidad realizados para tal fin.

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

Con la idea de caracterizar los diferentes prototipos SED descritos en la sección 3.2 y 3.3, con un haz de iones pesados de baja energía, se han probado cuatro miniprototipos de detectores, tres cámaras de hilos: un miniSED-1D y dos miniSED-2D, y un micromegas a baja presión.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

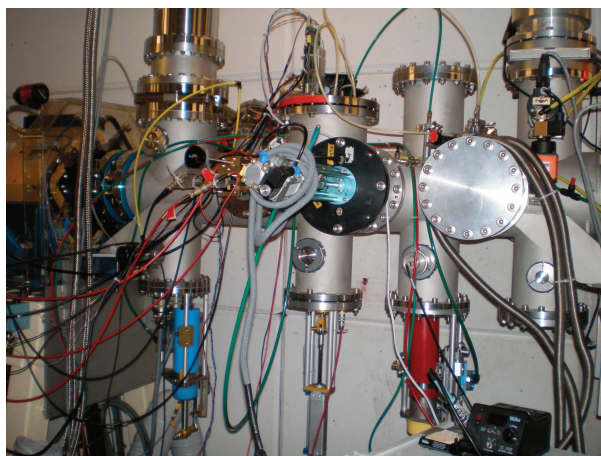


Figura 4.1: Imagen de la zona experimental a la salida del ciclotrón CIME donde se instalaron los detectores para las pruebas experimentales.

Las medidas que se van a detallar en las siguientes secciones, han sido realizadas a la salida del ciclotrón CIME (*Cyclotron pour Ions de Moyenne Energies*) en GANIL. En la figura 4.1 se muestra una imagen tomada del área experimental donde se instalaron los detectores.

CIME es un ciclotrón para iones de energía media, dedicado a la aceleración de iones radioactivos, para la instalación SPIRAL (acrónimo del francés *Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne*). SPIRAL es la primera instalación que se construyó en Francia destinada a producir núcleos exóticos ligeros (hasta masa 90), y acelerarlos a una velocidad cercana a una cuarta parte de la velocidad de la luz. El haz empleado en nuestra medida experimental, es un haz de $^{84}\text{Kr}^{+13}$ de energía 1.76 MeV/n. La velocidad media de los iones es por tanto 1.85 cm/ns.

El primer objetivo de esta medida experimental con haz, era medir la resolución temporal de los diferentes prototipos SED, con una mayor precisión que la obtenida en el laboratorio con una fuente radioactiva de fragmentos de fisión (resultados presentados en la sección 3.4). El segundo objetivo era estudiar la influencia de la tasa de conteo en la resolución, ganancia y límite de descargas en cada uno de los detectores gaseosos desarrollados.

4.1.1 Dispositivo experimental

El dispositivo experimental, empleado durante las medidas realizadas en GANIL con un haz de iones pesados, se representa en el esquema de la figura 4.2. Se instaló un detector tipo MCP con su hoja emisora (EF) en posición perpendicular con respecto a la dirección del haz. La EF del prototipo SED se situó a 123 mm

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

del detector MCP, formando un ángulo de 45° con respecto a la línea del haz. El prototipo SED que se quería probar en cada caso, se situó a 100 mm de su EF y paralelo a ella, fuera del haz. Por último, un detector centelleador plástico acoplado a un fotomultiplicador se colocó en la línea del haz y a una distancia de 140 mm de la EF del SED.

El plástico centelleador, fue colimado con una rendija de 1.5 mm de ancho y 30 mm de alto. El objetivo era proteger el detector cuando el haz tenía una elevada corriente y por lo tanto, cuando existía una alta tasa de conteo en el detector SED utilizado, además de conseguir así tener una referencia espacial.

Gracias a las diferentes reducciones que se pueden aplicar entre la fuente de iones y el ciclotrón CIME, fue posible variar la tasa de conteo sobre el SED desde 1 kHz a más de 1 MHz.

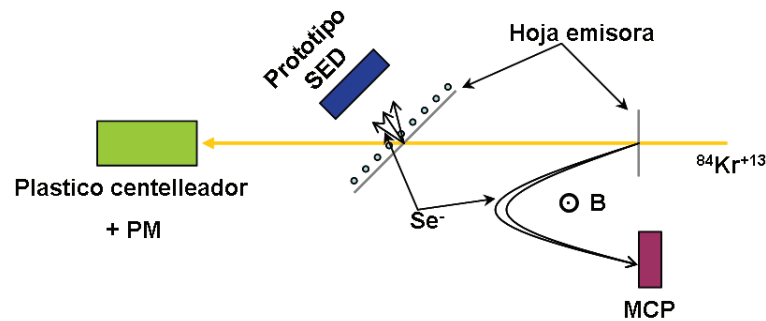


Figura 4.2: Esquema del montaje experimental en la línea externa de CIME.

4.1.2 Cadena electrónica

El esquema de la cadena electrónica utilizada durante las medidas experimentales, realizadas en GANIL, se representa en la figura 4.3. La señal de cada detector se divide mediante un módulo FAN-IN FAN-OUT lineal (modelo 428F de LeCroy), de manera que a la salida de este módulo conseguimos disponer 3 o 4 veces (según la necesidad) de la misma señal que a la entrada. Una de las salidas del FAN-IN FAN-OUT de los tres detectores es enviada a un módulo discriminador que nos permite seleccionar las señales, estableciendo un umbral (*threshold*) en la amplitud de las mismas. Otra salida de los tres detectores va a un discriminador de fracción constante (CFD), y otra a un osciloscopio para poder monitorizar las señales a lo largo de las medidas.

Las señales de salida del discriminador, de los tres detectores, se llevan a un módulo de coincidencia. Cuando existe la coincidencia de las tres señales, este módulo genera una señal lógica que se usa para disparar (*trigger*) el sistema de adquisición.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

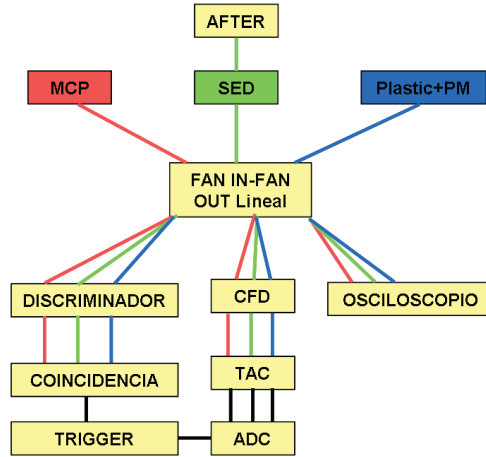


Figura 4.3: Esquema del montaje experimental de la conexión electrónica empleada en las medidas realizadas en GANIL.

La salida de las señales de los tres detectores del CFD, se lleva a la entrada de un módulo TAC, que es un convertidor de tiempo en amplitud. Empleamos 3 TACs para nuestra medida. Cada uno de ellos convertirá la diferencia de tiempo entre las señales de cada pareja de detectores (miniSED/MCP, miniSED/plástico o MCP/plástico) en amplitud. La salida de cada uno de los TACs se lleva a un ADC para su digitalización.

Los cátodos de los prototipos SED, fueron conectados a una nueva electrónica, AFTER-SED, basada en el ASIC AFTER-T2K [63], que permite el registro de las señales (figura 4.4) mediante un ADC de 12 bit. Esta nueva electrónica se conectó al módulo trigger del sistema de adquisición de GANIL (TGV), con el que se disparó el sistema de adquisición para las señales de los cátodos.

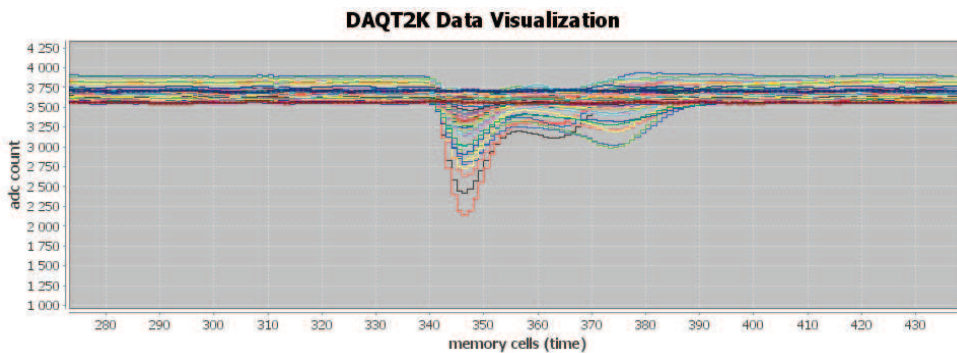


Figura 4.4: Señales de los cátodos registradas con la electrónica AFTER-SED.

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

La electrónica AFTER-SED se compone de 2×72 canales, pero nosotros tan solo utilizamos 28 canales, para medir en la dirección X o en la dirección Y, debido al pequeño tamaño de nuestros detectores. Las señales son muestreadas cada 10 ns, en 512 pasos y se guardan cada vez que se recibe un trigger. A lo largo de toda la medida se usó un rango dinámico de 120 pC y un tiempo de pico de 100 ns.

4.1.3 Detectores

Como se ha mencionado al comienzo de este capítulo, se han probado 4 prototipos diferentes. El primero es un miniSED-1D descrito en detalle en la sección 3.2.1. Es una cámara de hilos compuesta por dos cátodos, uno formado por tiras para la medida en la dirección X y el otro formado por hilos para la medida en la dirección Y. El ánodo, un plano de hilos de $20 \mu\text{m}$ de diámetro, se sitúa equidistante entre los dos cátodos que se encuentran a una distancia de 3.2 mm.

El segundo y tercer prototipo es un miniSED-2D, ya descrito en la sección 3.2.2. En ambos prototipos la distancia entre el ánodo y el cátodo pixelado es la misma, 1.6 mm, sin embargo hemos modificado la distancia entre el ánodo y la ventana de entrada del detector de 0.8 mm a 1.6 mm. Denominaremos a partir de ahora a estos detectores miniSeD-2D1 y miniSeD-2D2 respectivamente.

Por último, el cuarto prototipo que ha sido probado en haz es un micromegas a baja presión, cuya completa descripción se ha dado en la sección 3.3. Posee un espacio de amplificación de $128 \mu\text{m}$ y una zona de deriva de 2.3 mm. Debido al voltaje negativo aplicado a la ventana de entrada, que actúa de electrodo de deriva, se ha usado un colimador electrostático para asegurar que los electrones de la hoja emisora, van al detector y no a la parte mecánica que se encuentra a tierra.

4.1.4 Resolución espacial: medida experimental y resultados

Por motivos de espacio en la cámara de vacío y línea experimental donde se instalaron los detectores, a la salida del ciclotrón CIME, fue imposible instalar las bobinas con las que se genera el campo magnético necesario para focalizar los electrones a la entrada del detector (según se describió en la sección 3.1.2). Este hecho, hizo que no se pudiera conseguir un resultado preciso de las resoluciones espaciales de los diferentes prototipos. Los resultados presentados, son una estimación de la resolución espacial y no hay que olvidar que son resultados en ausencia de campo magnético.

Dirección X

La resolución espacial en la dirección X fue posible obtenerla gracias a la rendija, de 1.5 mm de ancho, colocada delante del detector plástico centelleador que nos sirvió de referencia.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

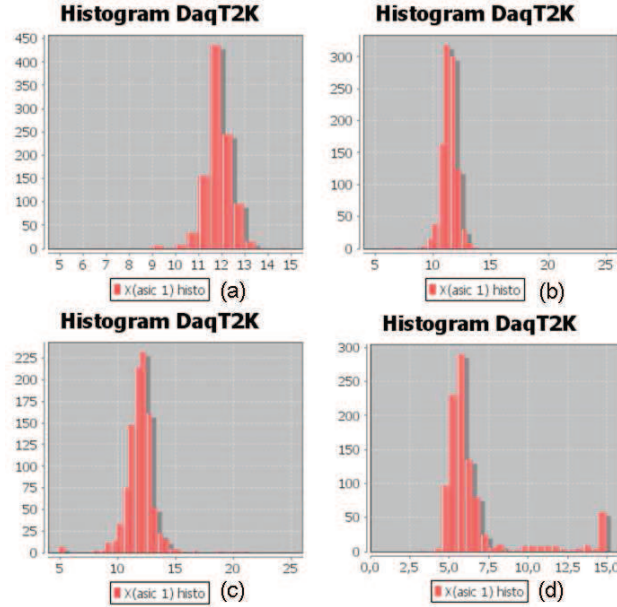


Figura 4.5: Histogramas de las distribuciones de los baricentros en función del número de pistas para el miniSED-1D (a), miniSED-2D1 (b), miniSED-2D2 (c) y para el micromegas (d)

Las señales registradas mediante la electrónica AFTER-SED, son analizadas siguiendo el método del baricentro que fue explicado en la sección 3.4.2. Para cada evento, se calcula el baricentro o centroide de la distribución de carga acumulada en los cátodos. En la figura 4.5 se muestran los histogramas obtenidos con estos baricentros para los diferentes detectores en la dirección X, que es la dirección perpendicular a la rendija.

Estas distribuciones del baricentro o centroide de la distribución de carga en el cátodo, se ajustan con una función que tiene en cuenta la anchura de la rendija (ecuación 3.33). En la figura 4.6 se puede ver este ajuste sobre la distribución obtenida, donde $p_2=0.54\pm0.01$, es la resolución espacial σ_s , y $p_3=0.29\pm0.02$, es la mitad de la anchura de la rendija (ambos valores deben ser multiplicados por el ancho del strip para obtenerlos en mm).

Volvemos a insistir en el hecho de que estas medidas y resultados de la resolución espacial son sólo una estimación, en ningún caso se trata de un cálculo exacto, ya que el haz presenta cierta divergencia y la rendija se encuentra a 140 mm de la hoja emisora. En la tabla 4.1 se dan los valores de resolución espacial (FWHM) en la dirección X, calculados de este modo para los cuatro detectores. Estos resultados dependen de varios factores: la divergencia del haz, el espacio de deriva del detector y la tensión de polarización, que afecta al campo eléctrico y por tanto a la difusión de los electrones en el interior del detector.

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

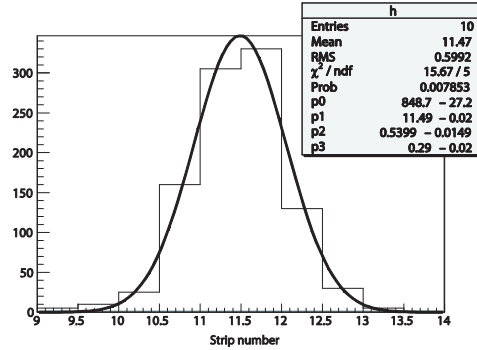


Figura 4.6: Ajuste de una distribución del baricentro como función del número de tira para el miniSeD-2D1, donde p_2 es la resolución espacial (σ_s) y p_3 es la mitad de la anchura de la rendija

La resolución espacial presentada en la tabla 4.1 para una tasa de conteo baja (LC, del inglés Low Counting Rate) corresponde a valores medios que provienen de los datos obtenidos con diferentes reducciones del haz. Se observa como los resultados conseguidos muestran peor resolución si los comparamos con los alcanzados en las pruebas con fuente radioactiva (sección 3.4.2). Hay que recordar que no se ha empleado ningún campo magnético para focalizar los electrones. El espacio de deriva también tiene una influencia directa en el resultado. La resolución espacial está claramente degradada cuando el espacio de deriva es mayor, como es el caso del miniSeD-2D2. Una pequeña zona de deriva es la razón por la que la resolución espacial del micromegas es la mejor, aunque también ha influido que la anchura de las pistas es menor (1.27 mm en lugar de 2.54 mm) que para las cámaras de hilos probadas.

Cuando la tasa de conteo es alta (HC, del inglés High Counting Rate), la resolución espacial de todos los detectores probados se degradó. En el caso del miniSeD-1D, este hecho es debido a la disminución de la tensión de polarización del detector para evitar las descargas. No obstante, para ambos miniSeD-2D fue posible mantener el mismo voltaje. Este hecho, no ha evitado que sea peor el resultado conseguido para el miniSeD-2D2, bien por la divergencia del haz o por tener un mayor espacio de deriva. Desafortunadamente, no pudimos medir

Tabla 4.1: Resolución espacial FWHM en la dirección X de los 4 detectores probados en el haz para una tasa de conteo baja (LC) y para una tasa de conteo alta (HC)

	MiniSED-1D	MiniSED-2D1	MiniSED-2D2	Micromegas
Capa muerta + espacio deriva [mm]	1.2 + 1.6 + 1.6	0 + 0.8 + 1.6	0 + 1.6 + 1.6	0 + 2.3
FWHM [mm] LC	3.5	3.3	4.9	1.9
FWHM [mm] HC	4.4	3.5	7.3	—

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

la resolución espacial del micromegas con una tasa de conteo alta, debido a un problema con la electrónica.

Estimación de la distribución del haz

Debido a que el detector tipo micromegas solo tenía un cátodo unidimensional (dirección X), lógicamente fue imposible obtener una distribución en la dirección Y. Para el resto de prototipos sí se pudo obtener una distribución del haz en la dirección Y (véase la figura 4.7).

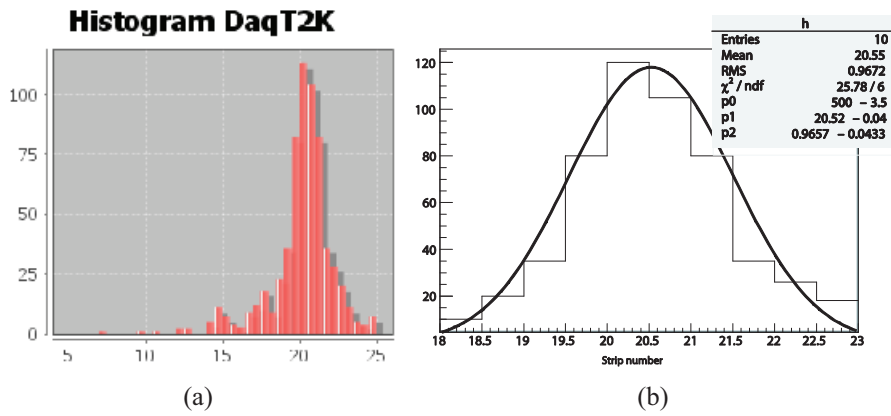


Figura 4.7: (a) Perfil de la distribución del haz (dirección Y en el detector miniSED-1D). (b) Ajuste gaussiano de la distribución mostrada a la izquierda.

Para ajustar las distribuciones correspondientes a la dirección Y, se ha empleado una función gaussiana. Este ajuste gaussiano nos da una buena primera aproximación, a pesar de no conocer realmente la forma del haz y de tener una alta dependencia con la reducción del haz empleada, y por tanto de la intensidad del haz para cada medida.

Teniendo en cuenta los siguientes factores:

- la resolución espacial del detector debería ser la misma en X e Y
- la orientación de 45° de la hoja emisora respecto a la dirección del haz
- la anchura de pista en la dirección X e Y

es posible hacer una estimación de la anchura del haz (σ_b).

Si consideramos, que la resolución espacial en X es σ_x , que σ_f es la anchura del haz que se obtiene del ajuste realizado en la dirección Y, p_x y p_y es la anchura de pista en la dirección X e Y respectivamente, la anchura de la distribución del haz a media altura σ_b queda definida por la ecuación 4.1:

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

$$\sigma_b = \sqrt{\frac{\sigma_f^2 \cdot p_y - \sigma_x^2 \cdot p_x}{2}} \quad (4.1)$$

Aplicando la ecuación 4.1 para el caso en el que el prototipo miniSED-1D está polarizado a 470 V y con una tasa de conteo de 3.5×10^4 pps, (caso que corresponde con la figura 4.7), se obtiene que $\sigma_b = 1.7$ mm. Para cada reducción del haz (método con el que se aumenta o disminuye la intensidad del haz a lo largo de la medida experimental), tiene que calcularse la correspondiente σ_b del haz, debido a que un cambio en dicha reducción puede cambiar la forma del haz.

La forma del haz tiene una influencia directa en la resolución temporal. Este cambio en la forma del haz debido a las diferentes reducciones aplicadas, hará necesario aplicar una corrección en la resolución temporal (como se explicará en la sección 4.1.5), y para ello será necesario saber la σ_b correspondiente del haz en cada caso.

4.1.5 Resolución temporal: medida experimental y resultados

La medida de la resolución temporal fue el principal objetivo de esta medida experimental. Como se explicó en la sección 3.4.1, la resolución del prototipo SED la obtenemos junto a la de otros dos detectores siguiendo la ecuación 3.23. Ahora la diferencia de tiempo entre cada pareja de detectores la conseguimos mediante los módulos TACs, cuya salida se registra mediante un ADC como se describió en la sección 4.1.1. De este modo, se obtienen tres distribuciones de tiempo, una por cada pareja de detectores. De la desviación estándar de las distribuciones de las tres diferencias de tiempo, se puede obtener la resolución temporal de cada uno de los detectores resolviendo el sistema de ecuaciones 4.2 como resultado de aplicar el método de análisis explicado en la sección 3.4.1 a nuestro caso particular:

$$\sigma_{ms-MCP}^2 = \sigma_{ms}^2 + \sigma_{MCP}^2 \quad (4.2a)$$

$$\sigma_{ms-Plastico}^2 = \sigma_{ms}^2 + \sigma_{Plastico}^2 \quad (4.2b)$$

$$\sigma_{MCP-Plastico}^2 = \sigma_{MCP}^2 + \sigma_{Plastico}^2 \quad (4.2c)$$

Se puede verificar fácilmente, que el error en este tipo de medidas depende de la peor resolución temporal (como se justificó en la sección 3.4.1). Por este motivo, es necesario emplear detectores con una buena resolución temporal. Nosotros empleamos para ello un detector MCP y un plástico centelleador con una resolución temporal $\sigma_{MCP} \sim 50$ ps y $\sigma_{Plastico} \sim 100$ ps respectivamente.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

Debido a la inclinación de 45° de la hoja emisora (EF) del detector gaseoso que queremos probar, la forma del haz tiene una influencia importante en las medidas realizadas. El tiempo de vuelo (TOF) entre la MCP y el prototipo SED, y entre el SED y el centelleador plástico, varía dependiendo del lugar por el que los núcleos atraviesen la hoja emisora (por arriba o por abajo). Si los iones atraviesan la EF por encima del centro de la hoja, el tiempo de vuelo entre el SED y la MCP será menor que si los iones pasan por debajo del centro de la hoja (estos tiempos serán inversos para el detector plástico centelleador y el SED como puede verse en el esquema presentado en la figura 4.8).

Cómo consecuencia, la forma del haz influye directamente en la resolución temporal y por este motivo se ha añadido una desviación estándar extra, σ_{bc} (bc del inglés *beam correction*), en la ecuación 4.2a y 4.2b. El sistema de ecuaciones 4.3 es el sistema que debemos resolver para calcular la resolución temporal de nuestros detectores cuando aplicamos la corrección del haz:

$$\sigma_{ms-MCP}^2 = \sigma_{ms}^2 + \sigma_{MCP}^2 + \sigma_{bc}^2 \quad (4.3a)$$

$$\sigma_{ms-Plastico}^2 = \sigma_{ms}^2 + \sigma_{Plastico}^2 + \sigma_{bc}^2 \quad (4.3b)$$

$$\sigma_{MCP-Plastico}^2 = \sigma_{MCP}^2 + \sigma_{Plastico}^2 \quad (4.3c)$$

Para estimar la contribución a la resolución temporal de la forma del haz σ_{bc} , se ha realizado una simulación montecarlo. En esta simulación se han tenido en cuenta la distancia, tamaño y la orientación de cada detector. Los iones son lanzados desde la hoja emisora de la MCP con una velocidad media inicial de 1.85 cm/ns. Inicialmente, se supone una distribución gaussiana del haz cuya anchura σ_b se calcula mediante la ecuación 4.1, como se describió en la sección 4.1.4. El haz

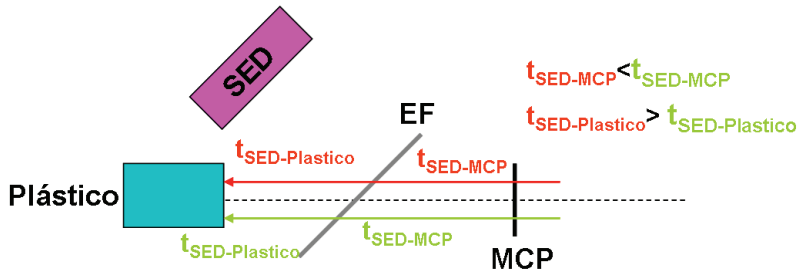


Figura 4.8: Influencia en el tiempo de vuelo entre los detectores SED-MCP y SED-Plástico en función de la posición por la que pasa el haz por la EF.

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

es convergente en la posición donde se encuentra la MCP con una $\sigma_\theta=5$ mrad. La distribución del haz con la correlación angular se presenta en la figura 4.9, para un haz cuya σ_b es 1 mm. La dispersión angular y de energía se han despreciado en esta simulación. Se ha considerado también que la σ_b es la misma en la posición donde se localiza la MCP y el prototipo SED en cada caso. Se calculan entonces las coordenadas X e Y exactas para estimar la longitud de la trayectoria y poder así conocer el tiempo.

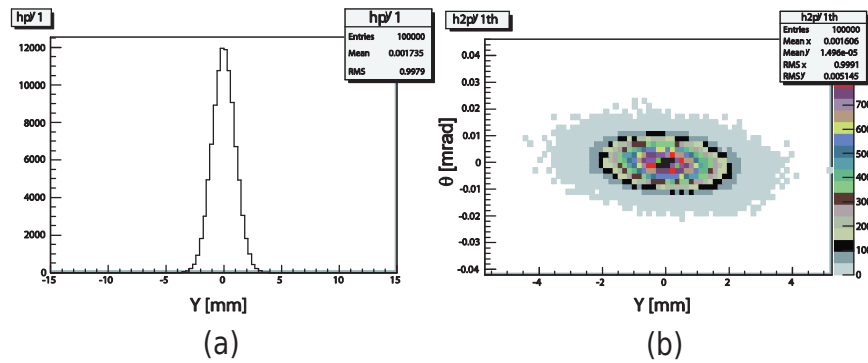


Figura 4.9: A la izquierda, la distribución vertical del haz con una σ_b de 1 mm. A la derecha, la posición de los iones frente a la dirección Y.

Este haz simulado de $\sigma_b=1$ mm y $\sigma_\theta=5$ mrad provoca una dispersión temporal (σ_{bc}) en las distribuciones de la diferencia de tiempo entre cada pareja de detectores. Dicha σ_{bc} tiene un valor de 60 ps entre la MCP y el miniSED y el miniSED y el centelleador, mientras que entre la MCP y el centelleador la dispersión temporal es tan sólo 15 ps. Estos resultados ponen de manifiesto la importancia de la contribución a la resolución temporal de la EF acoplada al prototipo SED (localizada en la línea del haz con una inclinación de 45°) y por lo tanto, la necesidad de tenerla en cuenta al calcular la resolución temporal de cada detector. No obstante, debemos destacar que debido a que no se conoce con exactitud la forma del haz, estos valores son sólo una indicación y es difícil estimar un error para la resolución temporal cuando se considera la corrección del haz σ_{bc} .

Este haz simulado de $\sigma_b=1$ mm y $\sigma_\theta=5$ mrad provoca una dispersión temporal (σ_{bc}) en las distribuciones de la diferencia de tiempo entre cada pareja de detectores. Dicha σ_{bc} tiene un valor de 60 ps entre la MCP y el miniSED y el miniSED y el centelleador, mientras que entre la MCP y el centelleador la dispersión temporal es tan sólo 15 ps. Estos resultados ponen de manifiesto la importancia de la contribución a la resolución temporal de la EF acoplada al prototipo SED (localizada en la línea del haz con una inclinación de 45°) y por lo tanto, la necesidad de tenerla en cuenta al calcular la resolución temporal de cada detector. No obstante, debemos destacar que debido a que no se conoce con exactitud la

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

forma del haz, estos valores son sólo una indicación y es difícil estimar un error para la resolución temporal cuando se considera la corrección del haz σ_{bc} .

La forma del haz, σ_b , y la resolución temporal debido al haz, σ_{bc} , tendrán que estimarse para cada cambio en la reducción del haz a lo largo del experimento, para poder corregir la resolución temporal para cada condición del haz. Así, la contribución del haz (σ_{bc}) varía desde ~ 70 ps a más de ~ 200 ps según la medida. Esta corrección no se ha podido obtener para el detector micromegas porque solo se pudo medir la distribución en X en este detector.

El protocolo establecido para la medida de la resolución temporal con el haz de $^{84}\text{Kr}^{+13}$ fue el mismo para cada prototipo de detector de electrones secundarios a baja presión. Primero se empezó con una baja tasa de conteo para el detector que se quería probar (baja tasa de conteo implicaba una reducción del haz de 35M) y después se iba aumentando hasta tasas de conteo altas, lo que equivalía a reducciones del haz de 14M, 130K, 32K... Para cada reducción del haz, se ha variado el potencial de polarización del detector y por tanto el campo en la zona de deriva (E_d). Se han realizado medidas desde el valor de potencial más alto posible, antes del límite de descargas, hasta el más bajo. Para cada una de estas condiciones se ha calculado la resolución temporal del detector.

MiniSED-1D

A lo largo de esta sección, se presentan los resultados obtenidos con el detector miniSED-1D durante la medida realizada con un haz de iones pesados en GANIL. En la tabla 4.2 se recoge la relación entre la reducción aplicada al haz a la salida del ciclotrón CIME y la tasa de conteo detectada en el miniSED-1D.

Tabla 4.2: Relación entre la reducción del haz aplicada y la tasa de conteo en el detector miniSED-1D

Reducción haz	Tasa conteo [pps]
35 M	3.7×10^4
14 M	6.7×10^4
130 K	1.7×10^5
32 K	8.3×10^5

En primer lugar y con la intención de comprobar que la medida realizada es coherente, se representa en la figura 4.10 la amplitud (A) y la corriente (I) frente al campo de deriva E_d aplicado en la zona PPAC. En ella se observa como la amplitud correspondiente a un campo de deriva de 280 V/mm se ajustan perfectamente para una tasa de conteo de 6.7×10^4 pps y 1.7×10^5 pps. Además, respecto a la corriente, por ejemplo a este mismo campo, 280 V/mm, se puede ver como varía en la misma proporción que lo hace la tasa de conteo para ambas reducciones.

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

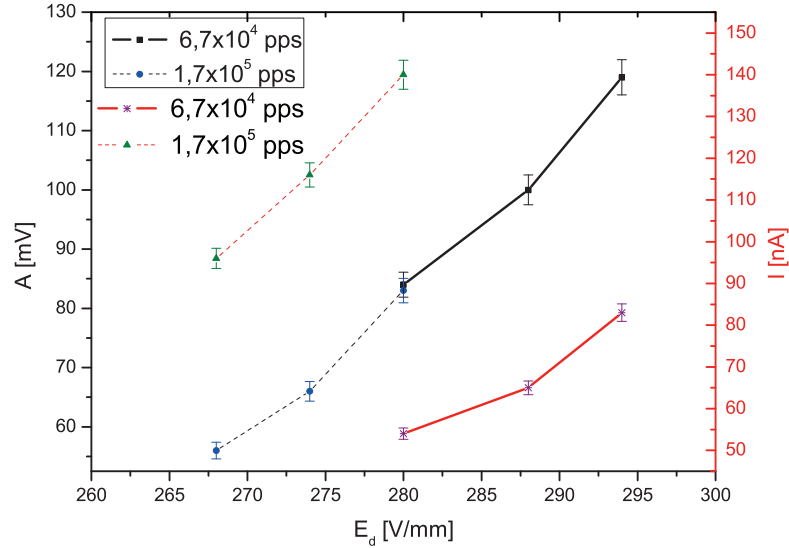


Figura 4.10: Amplitud (A) y corriente (I) del detector miniSED-1D frente al campo de deriva E_d para diferentes tasas de conteo en el detector.

La segunda comprobación importante es ver si nuestro método para calcular la resolución temporal es correcto. En la figura 4.11 se representa la resolución temporal calculada para el detector centelleador plástico bajo diferentes condiciones del haz (diferentes tasas de conteo) y varias tensiones de polarización (V_d) en el miniSED-1D. La tensión de polarización del fotomultiplicador acoplado al detector plástico siempre fue la misma, 1800 V.

Como se puede ver en la figura 4.11, la resolución temporal del detector plástico no varía en más de 20 ps, independientemente de cuál sea la tasa de conteo o el voltaje aplicado sobre el miniSED-1D. Estos resultados apoyan la metodología empleada en los cálculos realizados.

En la figura 4.12 y 4.13, se presenta la resolución temporal (σ_t) del prototipo miniSED-1D frente al campo eléctrico de deriva aplicado, E_d , para diferentes condiciones del haz empleado (distintas tasas de conteo en el miniSED-1D). Estos resultados son mostrados con y sin aplicarles la corrección del haz σ_{bc} a la σ_t (véase sección 4.1.5). Esta corrección del haz, permite mejorar la resolución temporal en torno a unos 25 ps en todos los casos. Los valores obtenidos de resolución temporal cuando se aplica la corrección del haz, son de hecho un límite máximo ya que la distribución del haz no la conocemos con exactitud, y esto hace que no sea tomada en cuenta perfectamente.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

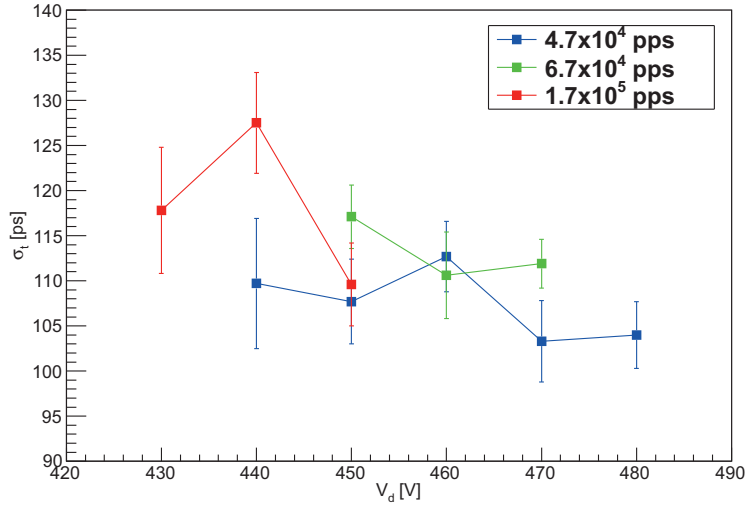


Figura 4.11: Resolución temporal σ_t obtenida para el detector plástico centelleador con diferentes tasas de conteo y distintos voltajes de polarización (V_d) del miniSED-1D.

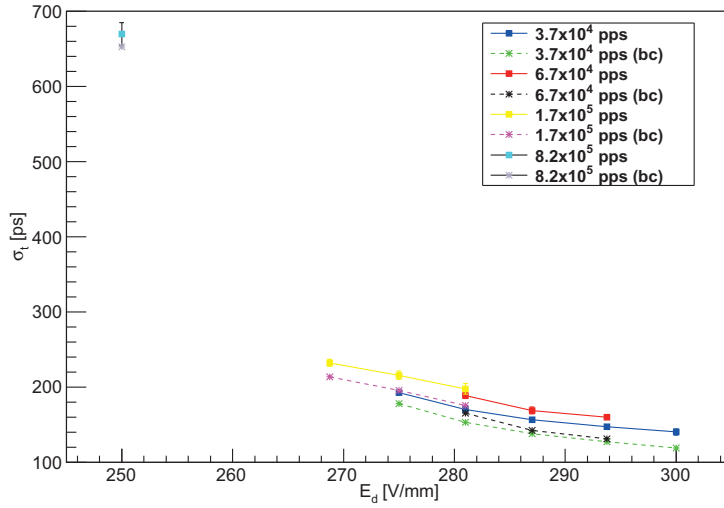


Figura 4.12: Resolución temporal σ_t del prototipo miniSED-1D frente al campo de deriva aplicado obtenida para diferentes tasas de conteo con la corrección del haz (bc) y sin ella (con la medida correspondiente a la tasa de conteo más alta).

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

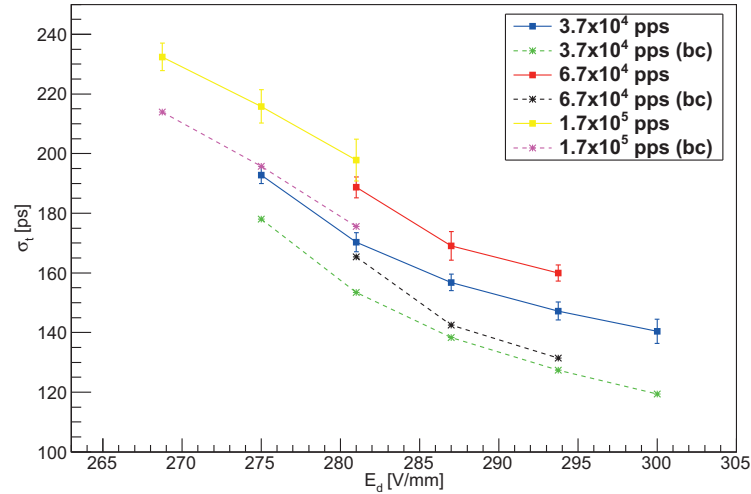


Figura 4.13: Resolución temporal σ_t del prototipo miniSED-1D frente al campo de deriva aplicado obtenida para diferentes tasas de conteo con la corrección del haz (bc) y sin ella (sin la medida correspondiente a la tasa de conteo más alta).

La resolución temporal se degrada con la tasa de conteo para un mismo campo de deriva aplicado. Este hecho lo podemos observar para un $E_d = 140$ V/mm. Cada vez que se aumentaba la tasa de conteo en el miniSED-1D, estábamos obligados a disminuir el voltaje aplicado en el detector para evitar las descargas en él, pudiendo polarizar el prototipo a tan solo 400 V ($E_d=250$ V/mm) para una tasa de 8.3×10^5 pps. Esta disminución en el voltaje y por tanto en el campo de deriva aplicado, empeora la resolución temporal del detector que, como hemos visto, es muy sensible a la velocidad de deriva de los electrones. No obstante, la resolución temporal obtenida para un campo de 250 V/mm y una tasa de conteo, 8.3×10^5 pps, parece presentar una degradación mayor. Puede ser por una mala estimación de la forma del haz o por una degradación de la resolución temporal del detector plástico. De hecho, las medidas para una tasa de conteo muy alta, se realizaron sin el detector MCP (detector fuera de la línea del haz en estos casos). Para calcular la resolución del miniSED-1D solo se emplea entonces la diferencia de tiempo entre el miniSED-1D y el detector plástico centelleador y se considera que la resolución temporal del detector plástico, es la calculada en la medida justamente anterior.

La necesidad de disminuir el voltaje de polarización del detector y por tanto, el campo eléctrico de deriva en su interior al aumentar la tasa de conteo en el detector, es un serio inconveniente a la hora de utilizarlo en experimentos con una tasa de conteo elevada.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

MiniSED-2D1

A lo largo de esta sección, se presentan los resultados obtenidos con el detector miniSED-2D1. Recordemos que se trata de una cámara de hilos con un cátodo pixelado que nos da la información espacial en dos dimensiones, X e Y (como se describió en la sección 3.2.2). En este caso, la distancia entre la ventana de entrada y el ánodo del detector es tan solo 0.8 mm. En la tabla 4.3 se recoge la relación entre la reducción aplicada al haz a la salida del ciclotrón CIME y la tasa de conteo en el miniSED-2D1.

Tabla 4.3: Relación entre la reducción del haz aplicada y la tasa de conteo en el detector miniSED-2D1

Reducción haz	Tasa conteo [pps]
120 K	5.7×10^4
32 K	2.3×10^5
13 K (10π)	3.0×10^5
13 K (30π)	6.4×10^5
11 K	10^6

La amplitud y la corriente del prototipo miniSED-2D1 frente al campo eléctrico de deriva en su interior se representa en la figura 4.14 (izquierda y derecha respectivamente) para diferentes tasas de conteo en el detector.

Para una tasa de conteo baja (hasta 3.0×10^5 pps) la amplitud de las señales en el detector depende solo del campo de deriva aplicado. Sin embargo, para tasas de conteo mayores, probablemente el efecto conocido como *pile up* sea el responsable del aumento en la amplitud. Este efecto se observa también en la corriente (figura 4.14 derecha) que permanece proporcional a la tasa de conteo solo por debajo de una tasa de 6.4×10^5 pps. La deriva de los iones en un espacio de 1.6 mm de

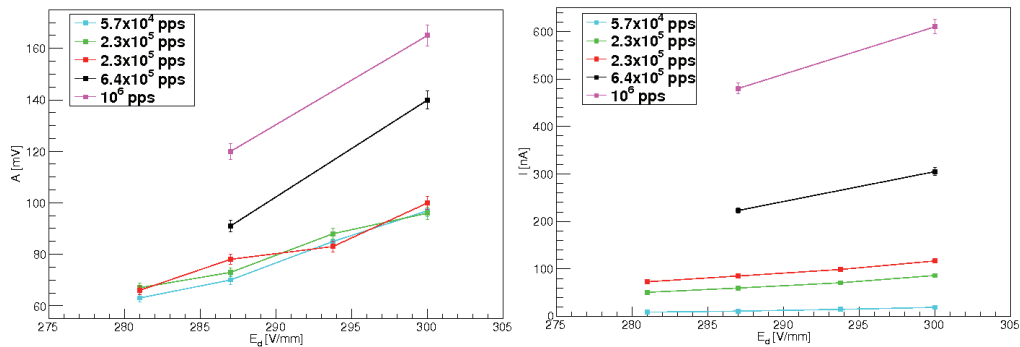


Figura 4.14: Amplitud (figura de la izquierda), y corriente (figura de la derecha) del detector miniSED-2D1 frente al campo de deriva E_d para diferentes tasas de conteo sobre el detector.

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

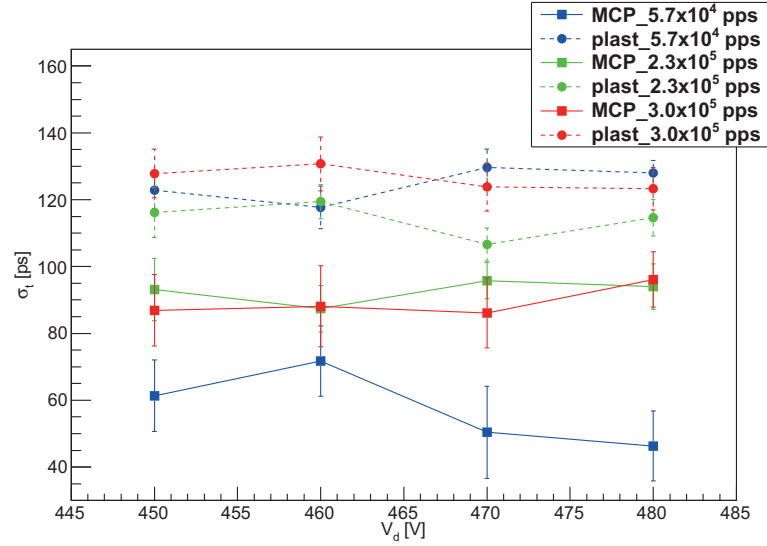


Figura 4.15: Resolución temporal σ_t obtenida para el detector plástico centelleador y para el detector MCP con diferentes condiciones del haz: tasa de conteo y distintos voltajes de polarización V_d en el miniSED-2D1.

isobutano a 5.5 mbar es mayor a $1 \mu\text{s}$. Es razonable considerar entonces el efecto *pile up* para una tasa de 6×10^5 pps.

Al igual que para el caso del miniSED-1D, representamos la resolución temporal σ_t obtenida del detector plástico centelleador y en este caso, también de la MCP, para diferentes condiciones del haz y diferentes voltajes de polarización del miniSED-2D1. Comprobamos así, nuestro método de cálculo de la resolución temporal. En la figura 4.15, se observa como la σ_t del detector plástico se mantiene constante ($\sim 115 \pm 20$ ps), con la tasa de conteo o con el voltaje de polarización en el miniSED-2D1. En el caso de la MCP, la σ_t permanece constante al variar el voltaje en el miniSED-2D1, sin embargo no sucede lo mismo al cambiar las condiciones del haz. En efecto, en la figura 4.15 se ve como la resolución se degrada al pasar de una tasa de 5.7×10^4 pps a una de 2.3×10^5 pps, pero este hecho no se observa al pasar de 2.3×10^5 pps a 3×10^5 pps donde apenas hay un cambio significativo en la tasa de conteo. El motivo de este deterioro de la resolución, parece estar ligado a la distribución del haz, ya que se corresponde con un aumento en la anchura de la distribución de la diferencia de tiempo entre la MCP y el detector plástico.

En la figura 4.16 se presentan los resultados de la resolución temporal (σ_t) obtenida para diferentes campos de deriva E_d , distintos voltajes de polarización aplicados en el miniSED-2D1 con distintas condiciones del haz (diferentes tasas de conteo en el miniSED-2D1). En todos los casos, se observa la mejora de la resolución al aumentar el campo. Se presenta también la resolución temporal

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

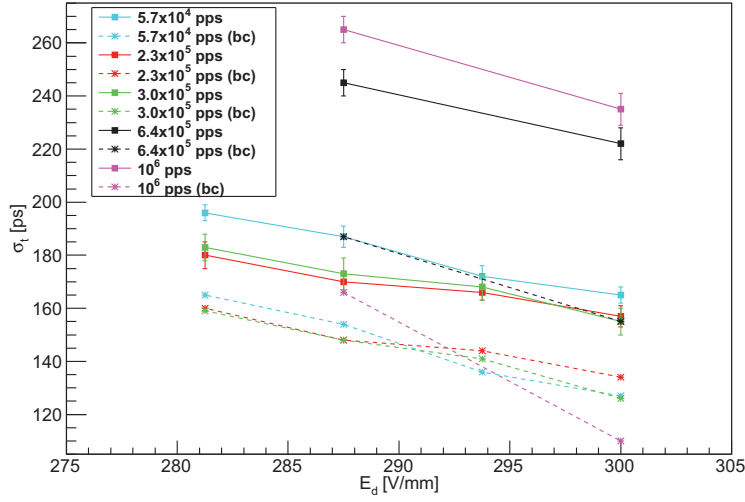


Figura 4.16: Resolución temporal σ_t (con y sin la corrección del haz (bc)) del prototipo miniSED-2D1 obtenida para diferentes tasas de conteo, frente al campo de deriva E_d aplicado.

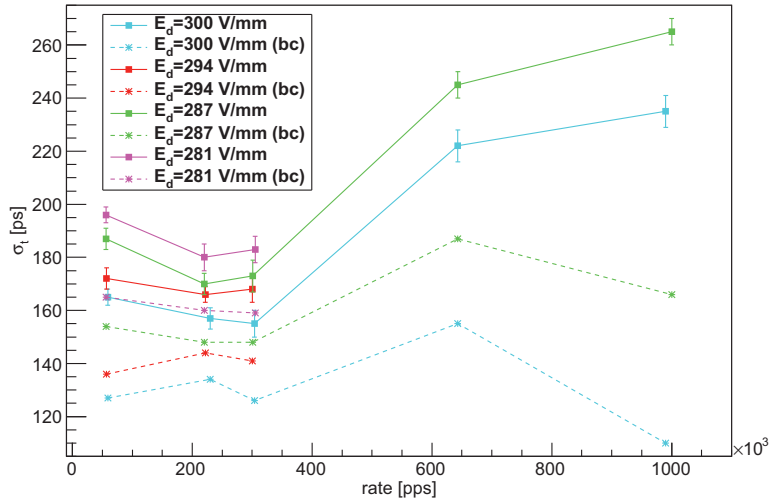


Figura 4.17: Resolución temporal σ_t (con y sin la corrección del haz (bc)) del prototipo miniSED-2D1 frente a la tasa de conteo (rate) para diferentes campos de deriva (E_d) aplicados.

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

calculada cuando la distribución del haz se tiene en cuenta (corrección del haz (bc)), como se explicó anteriormente. Al considerar la corrección del haz, la resolución mejora alrededor de 30 ps exceptuando los casos de alta tasa de conteo (6.4×10^5 pps y 10^6 pps) donde el haz está tan distorsionado que la mejora de la resolución es mucho mayor al aplicarle la corrección del haz.

El prototipo miniSED-2D1 parece tener un mejor comportamiento que el miniSED-1D. En primer lugar, al aumentar la tasa de conteo en el detector, no disminuye la tensión máxima de polarización (máximo campo eléctrico de deriva), asegurando una buena resolución temporal del miniSED2D-1, incluso a tasas de conteo elevadas. En segundo lugar, la resolución temporal es bastante estable para un campo de deriva fijo cuando la tasa de conteo es baja (menor a 6.4×10^5 pps). Para tasas de conteo altas, es difícil determinar si las diferencias observadas (figura 4.17) son debidas al pile up o a la forma del haz.

La resolución temporal (σ_t) del miniSED-2D1 frente a la tasa de conteo (*counting rate*) para diferentes campos de deriva en el detector se representa en la figura 4.17. Queremos hacer hincapié en la estabilidad de la resolución temporal con la tasa de conteo en comparación con lo observado en el prototipo miniSED-1D. La conclusión a este respecto es, que la limitación del miniSED-1D viene del espacio entre el ánodo y el cátodo de hilos, o de la capa muerta que existe entre la ventana de entrada y el cátodo de hilos (véase figura 3.7).

MiniSED-2D2

En esta sección, se presentan los resultados obtenidos con el detector miniSED-2D2 en las pruebas realizadas con haz en GANIL. Este prototipo, es una cámara de hilos con un cátodo pixelado que nos da la información espacial en dos dimensiones igual que el miniSED-2D1. La diferencia con éste, es la distancia entre el ánodo y la ventana de entrada, que ahora pasa a ser 1.6 mm en lugar de los 0.8 mm (caso del miniSED-2D1). En la tabla 4.4 se recoge la relación entre la reducción aplicada al haz a la salida del ciclotrón CIME y la tasa de conteo en el miniSED-2D2 que llega a ser del orden de 10^6 pps cuando retiramos el detector MCP de la línea del haz.

Tabla 4.4: Relación entre la reducción del haz aplicada y la tasa de conteo en el detector miniSED-2D2

Reducción haz	Tasa conteo [pps]
14 M	4.8×10^3
130 K	4.9×10^4
32 K	1.8×10^5
13 K	4.0×10^5
13 K (sin MCP)	10^6

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

En la figura 4.18, se representan la amplitud de las señales del miniSED-2D2 (izquierda) y la corriente medida (derecha) frente al campo eléctrico de deriva E_d para diferentes tasas de conteo en el detector (distintas condiciones del haz). La amplitud no es suficientemente proporcional respecto a la tasa de conteo observándose una gran discrepancia entre la amplitud para una tasa de 4.8×10^3 pps y 4.9×10^4 pps. La amplitud medida para una tasa de conteo elevada (del orden de 10^6 pps), con un campo de 98 V/mm aplicado en el miniSED-2D2, es de 140 mV (punto no representado en la figura 4.18 izquierda). Este resultado está muy por encima de los valores medidos a tasas de conteo más bajas y con el mismo campo (entre 80 mV y 100 mV). Al igual que en el prototipo miniSED-2D1, puede deberse al pile up producido con el aumento de la tasa de conteo.

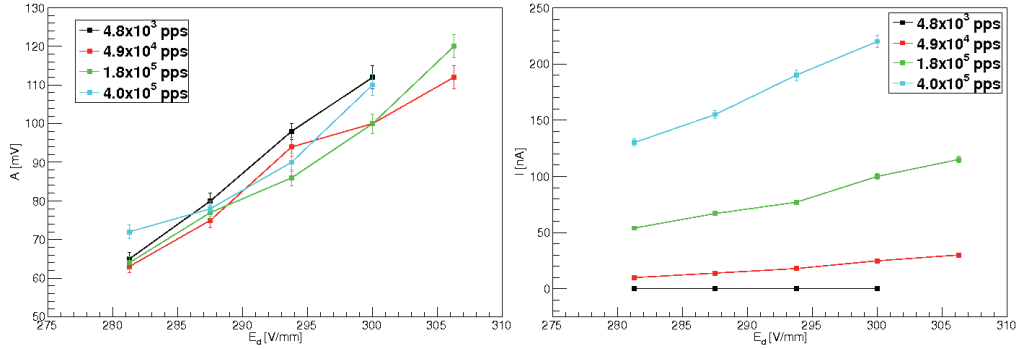


Figura 4.18: Amplitud (figura de la izquierda) y corriente (figura de la derecha) del detector miniSED-2D2 frente al campo de deriva E_d para diferentes tasas de conteo en el detector.

Con respecto a la corriente, en la figura 4.18 (derecha) se puede ver que es bastante proporcional con la tasa de conteo como cabía esperar.

La resolución calculada para el detector MCP y plástico centelleador se presentan en la figura 4.19. La resolución de ambos detectores es bastante estable para una tasa de conteo en el miniSED-2D2 dada, con diferencias de no más de 20 ps. No obstante, cuando se pasa de una tasa de conteo a otra en el miniSED-2D2, sí que aparecen grandes diferencias en el valor de la resolución temporal de los detectores MCP y plástico centelleador, lo que nos indica un cambio importante en la forma del haz al cambiar de una reducción del haz a otra.

La figura 4.20 muestra la resolución temporal del detector miniSED-2D2 aplicando y sin aplicar la corrección del haz (bc) frente al campo de deriva aplicado para diferentes tasas de conteo en el detector.

En vista de los resultados obtenidos, las conclusiones a las que llegamos son similares a las alcanzadas con el prototipo miniSED-2D1: una mejora de la resolución con el campo aplicado, a mayor campo (mayor voltaje de polarización),

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

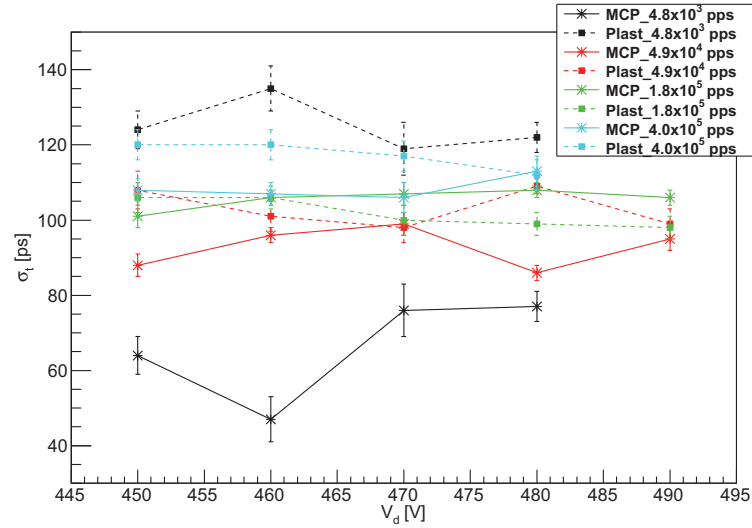


Figura 4.19: Resolución temporal σ_t obtenida para el detector plástico centelleador y para el detector MCP con diferentes condiciones del haz (tasa de conteo en el miniSED) y distintos voltajes de polarización (V_d) del miniSED-2D2.

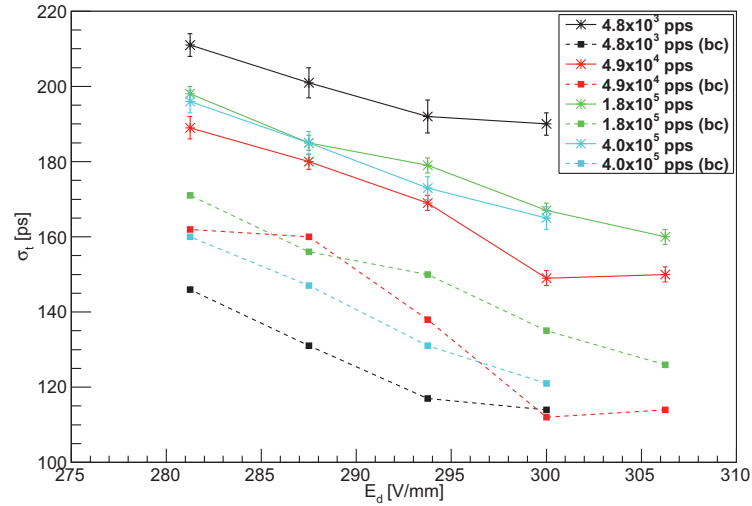


Figura 4.20: Resolución temporal σ_t (con y sin la corrección del haz (bc)) del prototipo miniSED-2D2 obtenida para diferentes tasas de conteo, frente al campo de deriva E_d aplicado.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

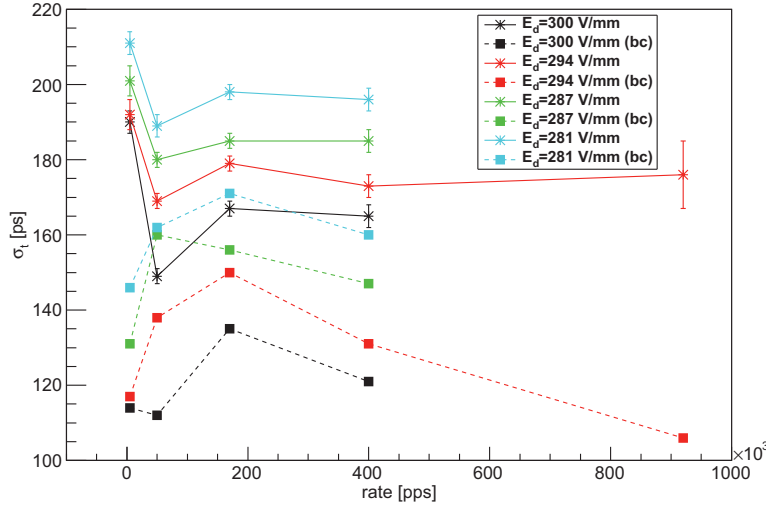


Figura 4.21: Resolución temporal σ_t (con y sin la corrección del haz (bc)) del prototipo miniSED-2D2 frente a la tasa de conteo (rate) para diferentes campos de deriva E_d aplicados.

la resolución temporal (σ_t) disminuye (mejorando), y el máximo voltaje que se puede aplicar al miniSED-2D2 (inferior al límite de descargas), es independiente de la tasa de conteo en el detector. En el caso del miniSED-1D, para tasas de conteo elevadas disminuía el voltaje de polarización máximo en el detector que podíamos aplicar. Del mismo modo que para el miniSED-2D1, la resolución temporal medida del miniSED-2D2 es bastante estable a bajas tasas de conteo para un mismo campo de deriva aplicado como puede verse en la figura 4.21.

Micromegas

En esta sección, se presentan los resultados obtenidos con el detector micromegas bajo diferentes condiciones del haz en GANIL. En la tabla 4.5 se recoge la relación entre la reducción aplicada al haz a la salida del ciclotrón CIME y la tasa de conteo correspondiente en el micromegas, que llega a ser del orden de 2×10^6 pps cuando retiramos el detector MCP de la línea del haz para protegerlo.

A lo largo de la prueba del micromegas con el haz, se realizaron medidas con la micromesh polarizada a -500 V y a -530 V (V_M). Para cada uno de estos valores de polarización V_M , se fue variando el voltaje aplicado al electrodo de deriva, que en nuestro caso, era también la ventana del detector, es decir, se fue modificando

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

Tabla 4.5: Relación entre la reducción del haz aplicada y la tasa de conteo en el detector micromegas

Reducción haz	Tasa conteo [pps]
130 K	4.5×10^3
32 K	2.3×10^4
13 K	1.1×10^5
11 K	5.0×10^5
11 K (sin MCP)	2.0×10^6

el campo aplicado en la zona de deriva (E_d) desde valores bajos, para los cuales la amplitud de las señales registradas era pequeña (~ 100 mV), hasta valores altos de tensión cercanos al límite de descargas.

La amplitud y la corriente, frente al campo aplicado en la zona de deriva (E_d), se muestra en la figura 4.22 para diferentes tasas de conteo en el detector, siendo el voltaje aplicado en la micromesh -500 V. En primer lugar, cabe destacar que la amplitud de las señales del micromegas es mayor que la de las cámaras de hilos presentadas previamente, mostrando una muy buena ganancia del detector micromegas a baja presión. Esta propiedad podría ser muy interesante a la hora de utilizar estos detectores para el trazado de núcleos ligeros de alta energía. Para tasa de conteo bajas, 4.5×10^3 pps y 2.3×10^4 pps en el micromegas, la amplitud aumenta sólo al aumentar el campo en la zona de deriva, sin embargo, para tasa de conteo más elevadas, no se mantiene este comportamiento, si bien estas discrepancias se observan para voltajes de deriva próximos al límite de descargas. También se ha observado como el máximo voltaje de deriva (antes del límite de descargas) no se mantiene constante al aumentar la tasa de conteo, sino que disminuye al igual que sucedía en el miniSED-1D.

La corriente reproduce bien la tasa de conteo en el detector para un campo de deriva fijo y tasas por debajo de 5×10^5 pps. Por encima de este valor, quizás el límite de descargas o el efecto del *pile up* modifica el comportamiento del detector, dejando de ser proporcional, como se puede observar en la figura 4.22 (derecha).

Durante las medidas, hemos observado un comportamiento extraño de la tasa de conteo en el micromegas con la ganancia (al variar el voltaje en la deriva desde -840 V hasta -940 V en pasos de -20 V). Como puede verse en la figura 4.23, la tasa de conteo aumenta hasta alcanzar un valor estable hasta que al final un incremento de tan solo -20 V en el voltaje de deriva provoca una amplitud doble. Este hecho se ha detectado para todas las reducciones que se aplicaron al haz. Para el caso donde la amplitud era pequeña y el nivel del ruido bastante bajo no se entiende este efecto. Para los casos donde la amplitud era grande, podría estar causado por los electrones de emisión espontánea que provienen de la hoja emisora.

Tras el comportamiento observado en la figura 4.23, verificamos si nuestro micromegas a baja presión está operando en modo de placas paralelas (PPAC) en vez de en modo micromegas. Por este motivo, se ha medido la amplitud de

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

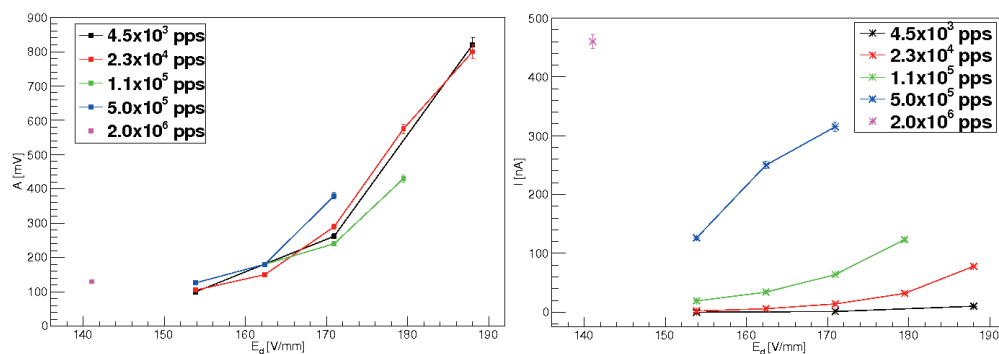


Figura 4.22: Amplitud (figura de la izquierda), y corriente (figura de la derecha) del detector micromegas frente al campo de deriva E_d para diferentes tasas de conteo en el detector.

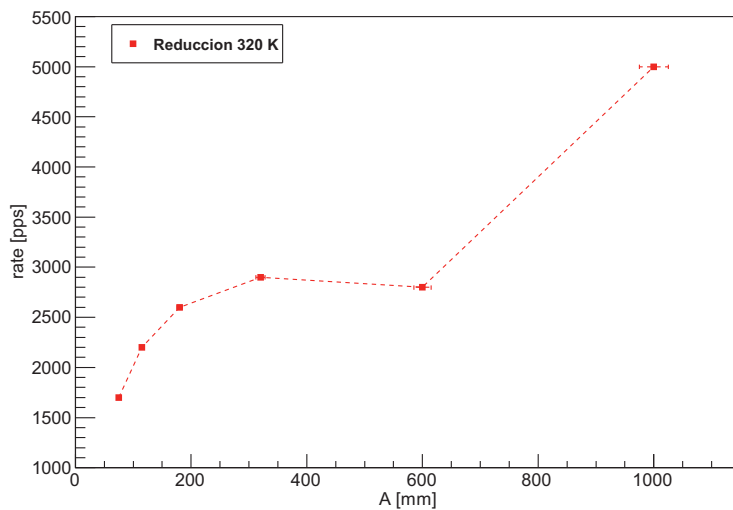


Figura 4.23: Tasa de conteo (rate) frente a la amplitud de las señales del detector micromegas para una reducción del haz fija.

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

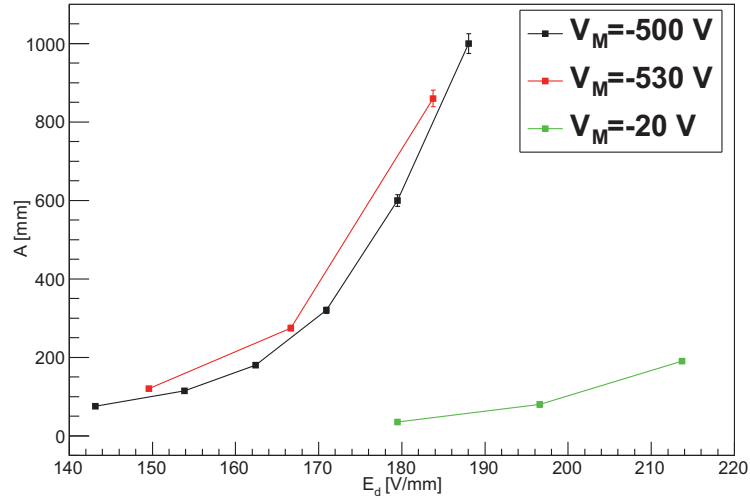


Figura 4.24: Amplitud de las señales del micromegas (A) frente al campo de deriva (E_d) aplicado para diferentes tensiones de polarización en la micromesh (V_M) y baja tasa de conteo.

las señales variando el campo en la zona de deriva para diferentes tensiones de polarización en la micromesh, y por tanto diferentes campos de amplificación en el detector (figura 4.24). Con los resultados presentados en la figura 4.24, podemos asegurar que estamos trabajando en modo micromegas, ya que un aumento del voltaje en la micromesh (V_M), implica una mayor respuesta en amplitud, llegando a aumentar la amplitud un factor 10 cuando pasamos de -20 V a -500 V en la micromesh. El hecho de observar señales a $V_M = -20$ V, indica que los electrones atraviesan la micromalla incluso cuando el campo en la zona de amplificación es muy bajo.

La resolución temporal del detector MCP y del centelleador plástico, calculada para distintas tasas de conteo en el detector micromegas, se presenta en la figura 4.25. En el caso de la MCP, se observa una degradación para alta tasa de conteo. Por el contrario, la resolución del detector plástico se mantiene estable (como era de esperar) salvo para una tasa de 10^4 pps donde se observa una degradación de la resolución provocada probablemente por una anomalía del haz.

En la figura 4.26 se representa la resolución temporal obtenida del prototipo micromegas a baja presión frente al campo aplicado en la zona de deriva para distintas tasas de conteo. Se presentan los resultados para dos condiciones de voltaje sobre la micromesh: -500 V y -530 V. Existe una mejora de la resolución con el campo de deriva aplicado hasta que se alcanza un mínimo en la resolución (~ 175 ps). Este resultado de resolución temporal es mucho mejor que cualquiera

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

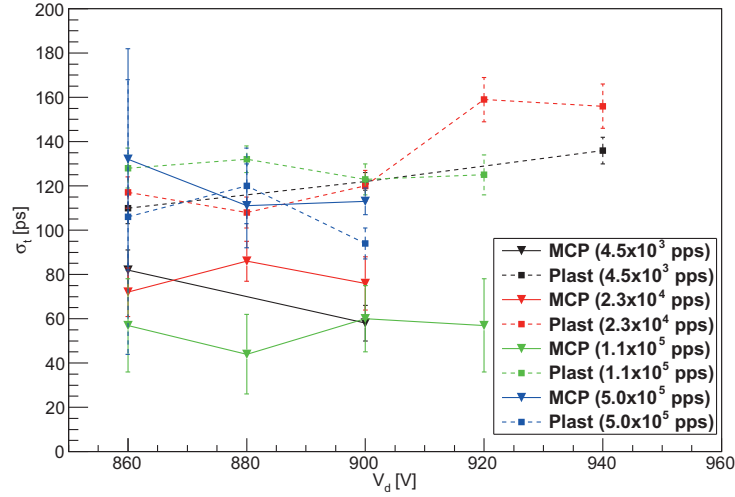


Figura 4.25: Resolución temporal σ_t obtenida para el detector plástico centelleador y para el detector MCP con diferentes condiciones del haz (tasa de conteo en el micromegas) y distintos voltajes en la deriva (V_d) del micromegas.

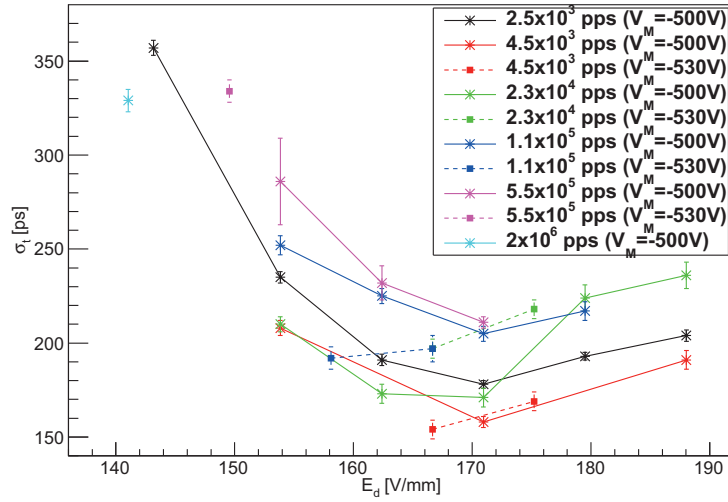


Figura 4.26: Resolución temporal σ_t del prototipo micromegas frente al campo de deriva E_d aplicado, obtenida para diferentes tasas de conteo en el detector y para diferente tensión sobre la micromesh (V_M).

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

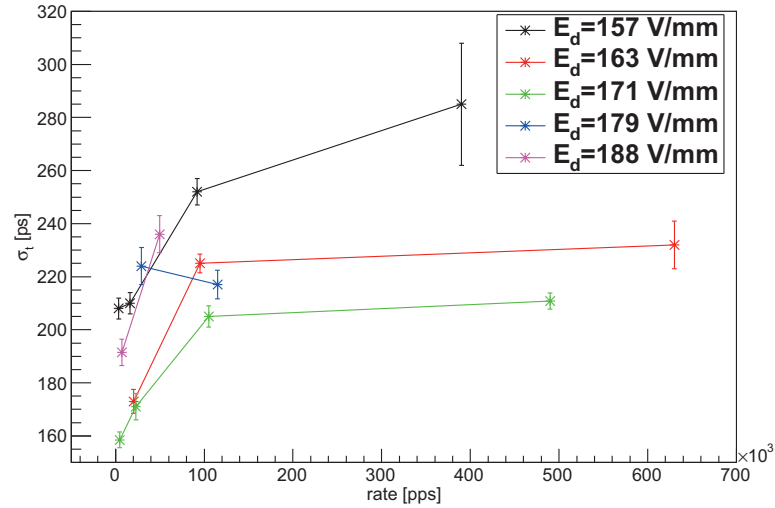


Figura 4.27: Resolución temporal σ_t del prototipo micromegas frente a la tasa de conteo (rate) para diferentes campos aplicados en la zona de deriva E_d .

de los alcanzados con otros prototipos anteriores de micromegas a baja presión [49]. Las razones de la mejora alcanzada en la resolución del detector micromegas pueden ser dos. Por un lado, una buena mecánica en la fabricación y diseño del detector ha hecho posible incrementar el voltaje sobre la micromalla. Por otro lado se ha utilizado un armazón en la ventana de entrada del detector, que nos asegura la uniformidad del espacio de deriva.

La resolución temporal del micromegas empeora, como comentamos anteriormente, para campos en la zona de deriva altos, probablemente por la emisión espontánea de electrones de la hoja emisora. También se degrada con la tasa de conteo como puede verse en la figura 4.26. En este caso, no hemos podido aplicar la corrección debido al haz como con los otros detectores, debido a que problemas con la electrónica, nos han impedido estimar la distribución del haz para cada reducción del haz como se explicó en la sección 4.1.4.

La resolución temporal del micromegas frente a la tasa de conteo en el detector se muestra para distintos campos aplicados en la zona de deriva en la figura 4.27 observándose un comportamiento bastante conservativo para los distintos campos y una degradación de la resolución para tasas de conteo elevadas.

Discusión comparativa

En esta sección vamos a realizar una comparación entre los resultados obtenidos de todos los detectores probados en haz: miniSED-1D, miniSED-2D1, miniSED-2D2,

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

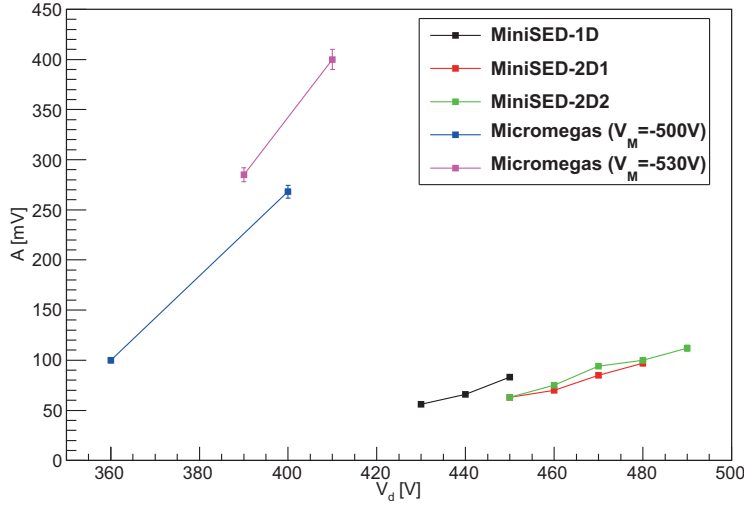


Figura 4.28: Amplitud (A) de las señales de todos los prototipos probados en haz frente al voltaje de polarización (cámaras de hilos) o de deriva (micromegas) para la misma tasa de conteo.

y micromegas.

Comparación en amplitud: Tras los resultados presentados previamente y como puede verse en la figura 4.28, el micromegas es el detector que tiene mayor ganancia. Este hecho hace atractivo este tipo de detectores operando a baja presión para emplearlo en configuración de detección de electrones secundarios. Por otro lado, si comparamos el miniSED-1D con el miniSED-2D, se observa una mayor amplitud en el miniSED-1D respecto al 2D para la misma tensión de polarización ($V_d=450$ V), lo cual es normal ya que el miniSED-1D presenta dos espacios de deriva equivalentes (1.6 mm + 1.6 mm).

Comparación en resolución temporal: Hemos representado en la figura 4.29, la mejor resolución temporal, alcanzada con cada prototipo, frente a la tasa de conteo en el detector (rate). En la figura 4.30 se presentan solo estos resultados para las cámaras de hilos, que son los detectores a los que le hemos podido aplicar la corrección del haz. El miniSED-2D parece ser el que presenta mejor comportamiento a alta tasa de conteo, aunque también cabe destacar en este sentido al micromegas. Los resultados mostrados cuando se ha aplicado la corrección del haz, no hacen más que confirmar el buen comportamiento del miniSED-2D con la tasa de conteo [64].

4.1 Medida experimental con un haz de iones pesados en GANIL

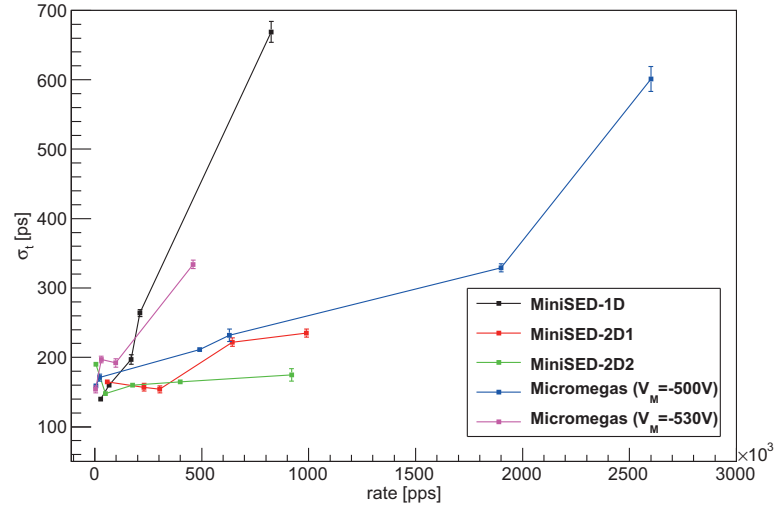


Figura 4.29: Mejor resolución temporal σ_t obtenida para cada prototipo probado en haz frente a la tasa de conteo (rate).

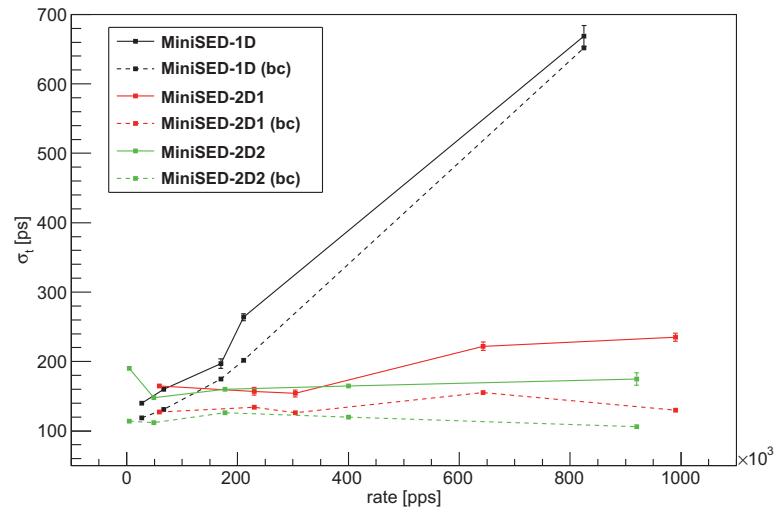


Figura 4.30: Mejor resolución temporal σ_t obtenida para cada prototipo probado en haz frente a la tasa de conteo (rate) con y sin corrección del haz (bc) aplicada.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

4.2 Medida experimental con un haz de iones en el CNA

En esta sección se presentan la línea experimental de Física Nuclear Básica (FNB), que se ha instalado en el Tandem de 3 MV del Centro Nacional de Aceleradores (CNA) en Sevilla, junto con las medidas realizadas con un miniSED-1D para estudiar la posibilidad de probar los prototipos SED con haces de iones estables en el CNA.

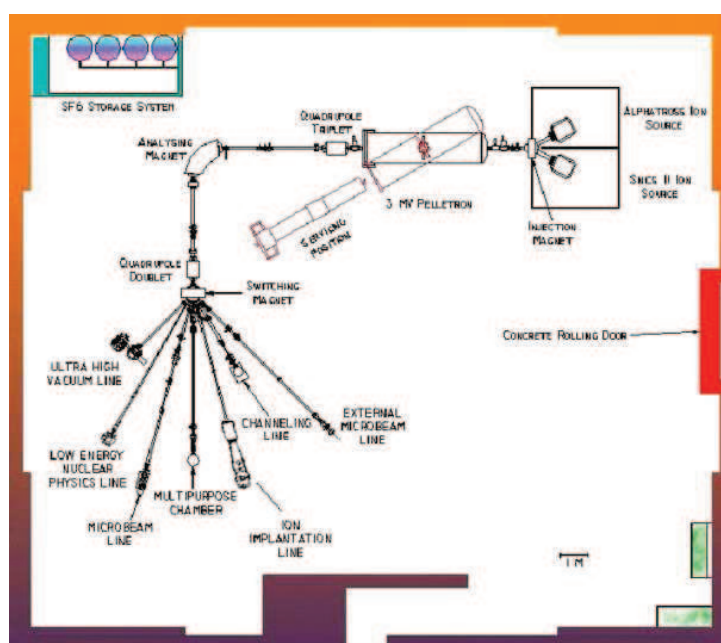


Figura 4.31: Esquema del sistema de aceleración Tandem y las diversas líneas experimentales instalados en el CNA-Sevilla [65].

El acelerador en el que se han realizado las pruebas, es un acelerador Tandem tipo Pelletron modelo 9SDH-2 de la compañía NEC con un terminal que puede alcanzar los 3 MV [66]. Los iones se pueden producir mediante tres fuentes de iones también de la compañía NEC:

- Alphasatross, una fuente que genera iones mediante gases aplicando técnicas de radiofrecuencia
- SNICS II, una fuente de sputtering de cesio, que produce iones mediante blancos sólidos
- Duoplasmatron, es una fuente gaseosa, donde la generación de los iones se produce en un proceso de descargas en dos etapas.

4.2 Medida experimental con un haz de iones en el CNA

Las fuentes de iones están conectadas al dipolo magnético de inyección que tiene un Producto-Masa-a-Energía (MEP) de 15 u.m.a-MeV. La fuente alphasource y la SNIC II están instaladas con una orientación de $\pm 30^\circ$, mientras que la Duoplasmatron se sitúa a 0° con respecto a la línea de aceleración, como se puede ver en el esquema del sistema acelerador instalado en el CNA-Sevilla (figura 4.31). Este imán permite deflectar iones negativos de 70 keV con una masa de hasta 240 u.m.a para introducirlos en el acelerador. Tras ser acelerados, los iones son seleccionados mediante un imán de 90° con un radio de curvatura de 1 m y 75 u.m.a-MeV de MEP, que es capaz de proporcionar un campo magnético de hasta 13.5 KG. El imán de 90° nos permite seleccionar la energía, y por tanto el estado de carga de los iones. Una vez seleccionados, pueden pasar a alguna de las 7 líneas experimentales instaladas al final del acelerador gracias a un imán situado justo a la entrada de las líneas que permite desviar el haz hacia la línea que se quiera. Estas líneas se encuentran situadas desde $+45^\circ$ a -45° en pasos de 15° respecto a la salida del imán selector. Actualmente están operativas 6 de las 7 líneas experimentales posibles. Estas líneas son:

- Línea a 0° : Cámara multipropósito IBA (Ion Beam Analysis). Al final de esta línea se ha instalado una cámara que permite llevar a cabo experimentos con técnicas RBS, PIXE, NRA y PIGME simultáneamente.
- Línea a $+15^\circ$: Cámara de irradiación que permite irradiar grandes superficies ($16 \times 20 \text{ cm}^2$) haciendo un barrido con el haz mediante deflexión magnética.
- Línea a $+30^\circ$: Cámara de *Charles Evans*, dedicada fundamentalmente a análisis de muestras cristalinas empleando la técnica de canalización iónica.
- Línea a $+45^\circ$: Haz externo, dedicada principalmente a realizar estudios en arte y arqueometría.
- Línea a -15° : Microsonda, donde mediante un triplete de cuadrupolos se consiguen haces del orden del micrómetro, que pueden barrer una superficie de hasta $2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$.
- Línea a -30° : es la línea de Física Nuclear Básica (FNB), dedicada a estudios de física nuclear e instrumentación asociada. Esta línea será descrita con mayor detalle en la siguiente sección ya que ha sido donde se han realizado las medidas con los detectores de trazado.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

4.2.1 Línea de Física Nuclear Básica en el CNA

La línea FNB instalada en el CNA se ha diseñado pensando en la realización de experimentos de reacciones nucleares con haces estables de baja energía, y para medidas y pruebas de instrumentación nuclear con haces, entre ellas, pruebas con los detectores gaseosos de trazado que se han descrito en los capítulos anteriores.

La línea (figura 4.32 derecha), consta de elementos de diagnóstico del haz tales como dos monitores de perfil de haz BPM, modelos BPM 83 de NEC. Uno de ellos está situado al comienzo de la línea, justo tras el imán distribuidor, y el segundo está casi al final de la línea, antes de la cámara de reacciones. Estos BPMs nos permiten conocer como es el perfil del haz a la entrada de la línea y a la entrada de la cámara de medidas. Se disponen también de dos dipolos magnéticos (steerers) que nos permiten corregir la trayectoria del haz tanto en dirección horizontal como en vertical. Tras el segundo BPM, y antes de la cámara, se dispone de un manipulador con el que se puede introducir un colimador en la línea de 2 mm o de 4 mm de diámetro. La línea termina con dos cámaras de vacío. La primera que llamaremos cámara de reacciones, es la cámara que se utiliza normalmente para los experimentos de reacciones y se muestra en la figura 4.32 central. Mediante un manipulador manual que permite un giro de 360°, y distintas posiciones en altura, se puede colocar en el centro de la cámara una torre en la que se instalan los blancos a bombardear en un experimento. En esta torre se instala también una taza de faraday de 1 cm de diámetro, que nos permite obtener una medida de la corriente del haz en ese punto.

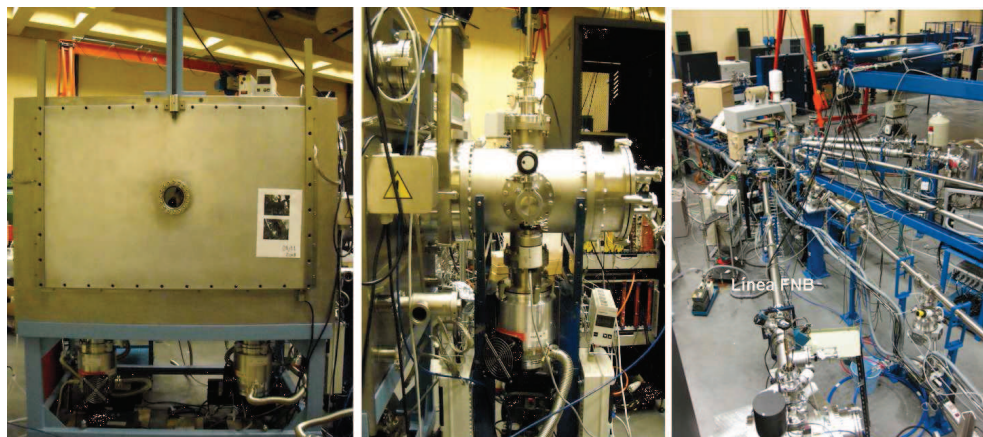


Figura 4.32: A la izquierda una imagen de la cámara de trazado, en el centro una imagen de la cámara de reacciones instaladas en la línea FNB y a la derecha una visión de las diferentes líneas experimentales del Tandem en el CNA.

Una válvula de guillotina conecta la cámara de reacciones con la cámara de vacío instalada en la línea FNB, que denominamos cámara de trazado, permitiendo

4.2 Medida experimental con un haz de iones en el CNA

aislar a esta última del resto de la línea y viceversa. Se trata de una cámara de grandes dimensiones, $1.0 \times 1.0 \times 1.5 \text{ m}^3$ (figura 4.32 izquierda) a la que se le ha acoplado un sistema de regulación de entrada de gas, que permite la circulación del gas además de controlar su flujo y presión en los detectores gaseosos de trazado que se han descrito en los capítulos anteriores.

La línea FNB alcanza una presión de trabajo de $1.0 \times 10^{-6} \text{ mbar}$. Este vacío se consigue mediante tres bombas turbo-moleculares modelo V551 de Varian, que trabajan acopladas a tres bombas primarias secas modelo TRISCROLL también de Varian, una instalada en la cámara de reacciones y las dos restantes en la cámara de trazado.

4.2.2 Pruebas realizadas en la línea FNB con un prototipo miniSED-1D

Tras la instalación y puesta a punto de la cámara de trazado en la línea FNB del CNA-Sevilla, el siguiente paso fue comprobar si era posible medir los electrones secundarios producidos en una hoja emisora al atravesarla un haz de iones pesados y de baja energía con un prototipo miniSED-1D en el CNA. Se quería para realizar las pruebas un haz pesado con energía lo mas cercana a 1 MeV/n .

La energía de los haces acelerados en el Tandem de 3 MV del CNA se estima siguiendo la ecuación 4.4:

$$E = (V_{GVM} \cdot 1,007) (q + 1) + J \quad (4.4)$$

donde V_{GVM} es el voltaje del terminal del acelerador, q el estado de carga de los iones tras el paso por el *stripper* y J la energía de inyección del haz de iones a la salida de la fuente.

La variación del campo magnético en el imán de 90° permite seleccionar el haz de iones con una determinada relación m/q , es decir con una determinada energía, haciendo que solo esos iones giren con el radio de curvatura correcto para continuar hacia el imán que desvía el haz a la línea experimental deseada. La ecuación 4.5 permite calcular el campo B que hay que aplicar en el imán de 90° para seleccionar un haz de iones de masa m , energía E y estado de carga q (ecuación en la que está incluida la calibración realizada del imán):

$$B_{90} = \left(\frac{1438,4\sqrt{Em}}{qR} + 11 \right) 0,987 \quad (4.5)$$

donde m es la masa del ión y R el radio de curvatura que para el caso de imán de 90° del tandem es 1 m . Es necesario aplicar también un campo magnético en el imán distribuidor, para conducir el haz de iones a la línea experimental que se quiera utilizar. La ecuación 4.6 nos da dicho campo magnético en función de la

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

energía E del haz, el estado de carga q , la masa del ión m , y el radio de curvatura R . En el caso de la línea FNB, $R = 0.639$ m.

$$B = 1438,4 \frac{\sqrt{Em}}{qR} \quad (4.6)$$

La limitación de la energía del haz de iones que se puede conseguir con el acelerador Tandem, vendrá dada en primer lugar por el voltaje máximo de su terminal ($V_{GVM} = 3$ MV). Además, los campos máximos que se pueden aplicar en el imán selector (13.5 kG) y distribuidor (14.3 kG) para que el haz llegue a la línea FNB, impondrán también un límite en la energía de nuestro haz. Por último, y no menos importante, influye también la menor probabilidad de que en el tanque acelerador, el gas stripper (Nitrógeno) que se utiliza para arrancar electrones de la corteza de los iones, sea capaz de quitar un elevado número de electrones al ión acelerado.

La dificultad de medir corrientes por debajo de 200 pA, que es la sensibilidad mínima del integrador de carga empleado (modelo 439 de ORTEC) unida a la dificultad de ver el perfil del haz en los BPMs de la línea con corrientes tan pequeñas, son otros motivos que dificultan poder alcanzar energías elevadas.

Para las primeras pruebas, hemos utilizado un haz de ^{58}Ni . En la tabla 4.6 se presentan la pérdida de energía en la hoja emisora que hemos calculado suponiendo un haz de Ni con diferentes energías por nucleón que hemos estimado que se pueden alcanzar en el CNA. Estos valores son el resultado de introducir en el programa LISE++ [67] las condiciones del haz y de la hoja de mylar. El programa LISE++ calcula la transmisión y producción de fragmentos en un espectrómetro. Este código permite simular un experimento, empezando por los parámetros de los mecanismos de reacción y terminando con el registro de los productos seleccionados por el espectrómetro. Con la herramienta *Physical Calculator* hemos simulado un haz de Ni atravesando la hoja de mylar aluminizada con una orientación de 45° , para obtener la pérdida de energía (dE_{mylar}), la dispersión angular ($\delta\theta$) y de energía (δE) que sufre el haz al atravesar el mylar. La última columna de la tabla 4.6 es la estimación que hemos realizado del número de electrones secundarios que se emitirán en la hoja de mylar al paso del haz de Ni, aplicando la ecuación 3.1.

Se ha realizado también con el programa LISE++, una simulación del haz de ^{84}Kr utilizado en las pruebas realizadas en GANIL (sección 4.1). La idea es comparar tanto número de electrones secundarios que salen de la hoja emisora al atravesarla este haz, como la dispersión angular y de energía que se produce en el haz. Se ha obtenido que el haz de ^{84}Kr de 1.76 MeV/n, pierde 12.82 MeV en los $0.9 \mu\text{m}$ de espesor de la hoja de mylar, esto se traduce, aplicando la ecuación 3.1, en la emisión de unos 109 electrones, número superior al que generaría un haz de Ni con una energía similar a las presentadas en la tabla 4.6. Por su parte la dispersión angular es de 2.65 mrad, mucho más pequeña que para el Ni, mientras

4.2 Medida experimental con un haz de iones en el CNA

Tabla 4.6: Pérdida de energía en una hoja de mylar de $0.9 \mu\text{m}$ (E_{mylar}), dispersión angular ($\delta\theta$) y de energía (δE) sufrida por un haz de ^{58}Ni de energía E y la estimación de electrones secundarios que salen de la hoja (n_{SE})

	E [MeV/n]	dE_{mylar} [MeV]	$\delta\theta$ [mrad]	δE [MeV/n]	n_{SE}
^{58}Ni	0.28	6.51	13.38	0.0003	53
	0.33	7.03	13.28	0.00035	57
	0.37	7.46	13.20	0.00038	60
	0.42	7.82	13.13	0.00042	63
	0.47	8.16	12.23	0.00045	66
	0.51	8.50	11.16	0.00047	68
	0.56	8.83	10.09	0.0005	71
	0.62	9.13	9.12	0.0053	73
	0.65	9.36	8.6	0.00054	75
	0.70	9.57	8.10	0.00056	77

que la dispersión energética es del mismo orden 0.00065 MeV/n . Remarquemos que la energía del haz de Ni que se prevee conseguir en el tandem de 3 MV del CNA, es dos o tres veces más pequeña que la energía del haz de ^{84}Kr a la salida del ciclotrón CIME en GANIL y habrá que tener esto en cuenta cuando se comparen los resultados conseguidos.

Antes de la instalación del dispositivo experimental para la medida con haz en el CNA, se construyó y diseñó, un simulador mecánico similar al miniSED, para verificar el perfecto funcionamiento del sistema de control de gas acoplado a la cámara de trazado, como puede verse en la figura 4.33. Este simulador, posee un tamaño y volumen interno semejante al miniSED y una ventana de mylar de $0.9 \mu\text{m}$ de espesor fabricada del mismo modo que para el prototipo. Con el simulador hemos verificado el funcionamiento del sistema completo: hacer vacío en la cámara



Figura 4.33: Imagen del simulador mecánico en el interior de la cámara de trazado de la línea FNB.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

de trazado y en el detector simultáneamente para después aislar el simulador de la cámara e introducir el gas a baja presión, controlando la presión de entrada y salida y el flujo, y por último controlar la parada del sistema: cerrar la entrada de gas, conectar de nuevo el simulador a la cámara y permitir la entrada de aire volviendo así a la presión atmosférica tanto la cámara como el interior del simulador. Existen dos momentos críticos: el comienzo de hacer vacío y el momento de pararlo. La diferencia de presiones dentro y fuera del detector puede romper la fina ventana de mylar del detector. Surge por este motivo, el interés por verificar el sistema de gas y vacío en la cámara de trazado del CNA.

Montaje experimental

Otro paso importante fue la instalación del dispositivo experimental, cadena electrónica y sistema de adquisición necesarios para poder realizar medidas con los detectores gaseosos de electrones secundarios a baja presión en el CNA. En la figura 4.34 se pueden ver distintas perspectivas del montaje experimental empleado en las pruebas realizadas con el prototipo miniSED-1D en la cámara de trazado de la línea FNB. El haz, cuando llega a la cámara de trazado ha pasado ya a través de 2 colimadores. El primero de ellos es un colimador de tántalo, de 4 mm de diámetro que se encuentra en la línea FNB a 50 cm de la entrada de la cámara de reacciones. Es, en la torre de blancos instalada en esta cámara, donde se encuentra el segundo de los colimadores, una placa de aluminio de 100 μm de espesor y con un agujero de 1 mm de diámetro. Con la idea de reducir la dispersión del haz, producida al atravesar el colimador de la cámara de reacciones, un tercer colimador, también de 100 μm de espesor de aluminio con un agujero de 2 mm de diámetro se sitúa a la entrada de la cámara de trazado, a 70 cm de la hoja emisora, como puede verse en la figura 4.34 (imagen de la derecha).



Figura 4.34: Distintas perspectivas del montaje experimental en la cámara de trazado de la línea FNB en el CNA-Sevilla, para las pruebas con el prototipo miniSED-1D.

En el interior de la cámara, la hoja emisora se coloca formando un ángulo de 45° respecto de la línea del haz. La rejilla aceleradora se sitúa a 1 cm de distancia paralela a ella. A 20 cm de la hoja y de frente al haz, se encuentra un detector de

4.2 Medida experimental con un haz de iones en el CNA

barrera de superficie de silicio de $300\text{ }\mu\text{m}$ de espesor, con un colimador de 2 mm de diámetro de tántalo, mientras que el miniSED-1D se sitúa a 14 cm de distancia de la hoja emisora paralelo a ella y fuera de la línea del haz como se puede observar en la figura 4.34.

Cadena electrónica

La cadena electrónica utilizada en el CNA para las medidas con el miniSED-1D se encuentra esquematizada en la figura 4.35.

En lo que respecta a las medidas temporales, las señales del ánodo del miniSED y del detector de silicio se registran y digitalizan mediante un módulo V1729A de CAEN, que no es más que la versión comercial de la tarjeta MATAcq desarrollada y utilizada en las medidas realizadas en Francia (descrito en la sección 3.4.1). El funcionamiento de este digitalizador de señales rápidas es sencillo. Las señales analógicas son muestreadas continuamente con una frecuencia de muestreo máxima de 2 GHz en una memoria analógica circular. Cuando llega a la tarjeta una

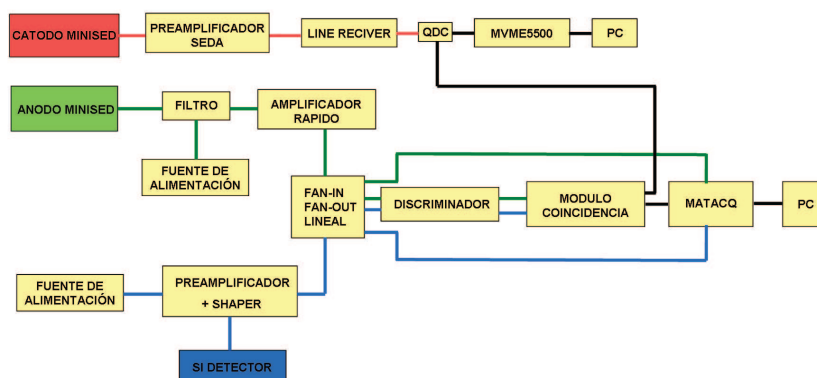


Figura 4.35: Esquema de la cadena electrónica empleada durante las medidas realizadas con el prototipo miniSED-1D en la línea FNB del CNA.

señal de disparo, comienza la fase de parada del muestreo. Al final de esta fase en la memoria se han fijado los últimos 2560 valores del muestreo. Después, los datos almacenados de forma analógica en los chips MATAcq, son rápidamente releídos ($650\text{ }\mu\text{s}$), convertidos a datos digitales sobre 14 bits y guardados en una memoria digital. En nuestro caso, el disparo de la adquisición lo da la coincidencia de las señales del Si y el miniSED. Las señales temporales del miniSED y Si se duplican mediante un módulo de CAEN Fan-In Fan-Out modelo N625. Así, una de las señales de la salida de este módulo de cada detector, se lleva al módulo V1729A para ser registradas, mientras que otras dos señales (una de cada detector), será la señal de entrada del módulo discriminador N840 también de CAEN, con

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

el que se establece un umbral a las señales del silicio y del miniSED. De esta forma minimizamos registrar señales de ruido. La salida de este módulo es una señal lógica para cada detector si la amplitud de las señales ha superado el umbral impuesto. La coincidencia de estas dos señales será también el disparo del QDC empleado para registrar las señales de los cátodos del mismo modo que en las medidas realizadas con fuente radioactiva (véase sección 3.4).

Para la amplificación de las señales del ánodo del miniprototipo, se ha empleado un amplificador rápido de ORTEC, modelo FTA820, que al igual que el amplificador AR8 utilizado en Francia, tiene una ganancia de 200 y tiempo de subida inferior a 2 ns. El módulo MSI-8 de Mesytec dispone de ocho canales, cada uno de ellos compuesto por un preamplificador+amplificador y un dispositivo para modelar la señal a la vez [68]. Mediante este sistema se polariza el detector de silicio y se obtiene la señal amplificada y modelada de salida del detector.

Las señales de los cátodos son preamplificadas mediante un preamplificador de carga diseñado y fabricado como resultado de una colaboración entre el Instituto de Microelectrónica de Sevilla (IMSE) y el CNA. Las salidas de estos preamplificadores se llevan a un receptor de línea, y la salida de este módulo a la entrada de un QDC de 16 canales, modelo V792N de CAEN. Para la adquisición de datos en este caso se emplea el programa de adquisición MIDAS (del inglés *Multi Instance Data Acquisition System*) [69].

MIDAS es un sistema de adquisición que se comunica con el *crate* VME mediante un ordenador Motorola de una placa única MVME5500 que es un procesador tipo VME. Este programa de adquisición, permite declarar el módulo QDC que estamos utilizando con su correspondiente dirección VME. Mientras se adquieren los datos, MIDAS permite visualizar los espectros al mismo tiempo e incluso realizar un análisis preliminar de los datos que se están adquiriendo [70].

Preamplificador SEDA

El preamplificador SEDA (del inglés *miniSecondary Electron Detector preAmplifier*), cuya imagen puede verse en la figura 4.36, ha sido diseñado y fabricado gracias a una colaboración entre el CNA y el Instituto de Microelectrónica de Sevilla (IMSE), como objeto del trabajo de fin de carrera de A. Garzón Camacho [71]. Surge de la necesidad de disponer de una electrónica que nos permita obtener la información espacial de nuestro detector miniSED-1D en Sevilla, ya que la electrónica empleada para este hecho tanto en el CEA-Saclay como en GANIL, no es comercial (como vimos en la sección 3.4.2 y 4.1).

SEDA [72] es un preamplificador de carga basado en el preamplificador CPLEAR [61] desarrollado por el CEA-Saclay. Se ha diseñado con la idea de mejorar la respuesta ante un flujo de partículas de más de 10^5 pps/cm², principal limitación que presenta el preamplificador CPLEAR.

Las principales características a destacar del preamplificador SEDA son:

4.2 Medida experimental con un haz de iones en el CNA

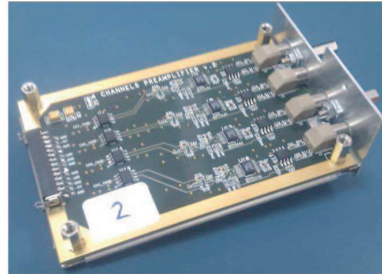


Figura 4.36: Imagen del preamplificador SEDA de cuatro canales en una PCB.

- 4 canales en cada PCB.
- Diseñado para señales de entrada en el preamplificador con un tiempo de subida y bajada de 10 ns.
- Señales de salida con un tiempo de subida de 50 ns.
- Tiempo de la señal conformada entre 140 ns y 170 ns.
- Tasa de conteo $\sim 10^6$ pps.

Medidas y resultados alcanzados

Vamos a presentar a continuación los resultados conseguidos en las distintas medidas realizadas con el miniSED-1D en la línea FNB del CNA. Vamos a clasificar las pruebas realizadas del siguiente modo:

1. Verificación del correcto funcionamiento del sistema de medida instalado en la línea FNB.
2. Estudio de la viabilidad del uso de haces de iones estables para pruebas de caracterización de los detectores tipo SED en el CNA.

Verificación del sistema de medida

Tras las pruebas de vacío realizadas en la línea FNB junto con las prácticas de control de gas utilizando el simulador mecánico fabricado con este fin, es necesario verificar el correcto funcionamiento del miniSED-1D junto con la cadena electrónica que se ha instalado en la línea para obtener las señales del detector (ánodo y cátodo).

Con esta finalidad se ha empleado para las primeras pruebas, una fuente radioactiva que emite partículas α . Se trata de una fuente triple α , constituida por ^{239}Pu , ^{241}Am y ^{244}Cm , cuya energía media de las partículas α emitidas es 5148.85

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

keV, 5487.73 keV y 5794.85 keV respectivamente. Para estimar la pérdida de energía de las partículas α en la hoja emisora, hemos utilizado el programa SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*) [73].

SRIM permite calcular de una forma rápida y sencilla, la mayoría de los aspectos importantes de la pérdida de energía de los iones en la materia, tales como el poder de frenado y dispersión. Considerando partículas α con una energía de 5.5 MeV sobre un blanco de mylar obtenemos que el poder de frenado es de 110 keV/ μm . Como nuestra hoja emisora se coloca formando un ángulo de 45° respecto a la dirección de las partículas incidentes (figura 4.37), las partículas α perderán tan solo ~ 195 keV en la hoja al atravesarla. Este hecho afectará a la amplitud de las señales generadas en el miniSED-1D, sin embargo lo que nos preocupa es comprobar que nuestro detector y electrónica funcionan y que podamos obtener las señales del detector.

El dispositivo experimental para la verificación de nuestro sistema instalado en la cámara de trazado se muestra en la figura 4.37. La fuente α se encuentra frente

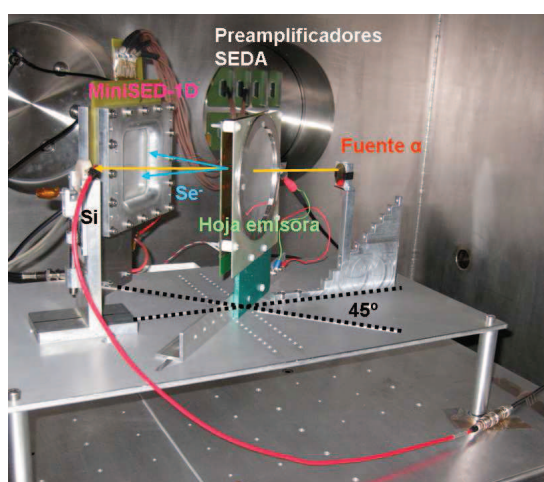


Figura 4.37: Montaje experimental para las pruebas realizadas con una fuente radioactiva de partículas α en la cámara de trazado de la línea FNB del CNA

a la hoja emisora y al detector de silicio situado tras la hoja, le llegan las partículas directamente. El miniSED-1D se coloca a 12 cm de distancia de la hoja emisora, paralelo a ella como puede observarse en la figura 4.37.

Con esta prueba queríamos comprobar por un lado, que éramos capaces de obtener las señales del detector tanto del ánodo como de los cátodos, y que éstas provenían de los electrones secundarios emitidos por la hoja emisora. También se quería verificar que la hoja emisora fabricada en el CNA, funcionaba de un modo apropiado, soportando un voltaje de -10 kV sin descargas.

4.2 Medida experimental con un haz de iones en el CNA

En la figura 4.38, se pueden observar las señales a la salida del ánodo (verde) junto con la de dos de las pistas del cátodo (amarillo y rosa) y la del detector de silicio (azul) como consecuencia del paso de una partícula α a través de la hoja emisora. Para verificar que las señales del miniSED provienen de los electrones emitidos por la hoja emisora al pasar la partícula cargada, el disparo del osciloscopio se hace con la señal proveniente del silicio, generada al detectar una partícula α . En la figura 4.38 de la izquierda vemos la coincidencia de las señales del silicio y miniSED cuando se dispara sobre la señal del silicio. El hecho de que a la vez se detecten ambas señales confirma, tanto que la señal observada en el prototipo es la generada por los electrones secundarios emitidos por la hoja emisora, como que esta hoja emisora junto con las conexiones de voltaje elaboradas en el CNA funciona correctamente. La amplitud de la señal del ánodo es muy pequeña, 18 mV, pero era de esperar, ya que como comentamos antes, la pérdida de energía de las partículas α en la hoja era tan solo 195 keV y por tanto el número de electrones secundarios emitidos y que llegan al detector es muy pequeño (~ 2 electrones).

En la figura 4.38 de la derecha, se muestra una de las señales observadas cuando se dispara el sistema con la señal del ánodo. Como puede verse, en este caso no existe coincidencia con la señal del detector de silicio. El motivo no es otro que la señal mostrada es la generada por la incidencia directa de una partícula α sobre

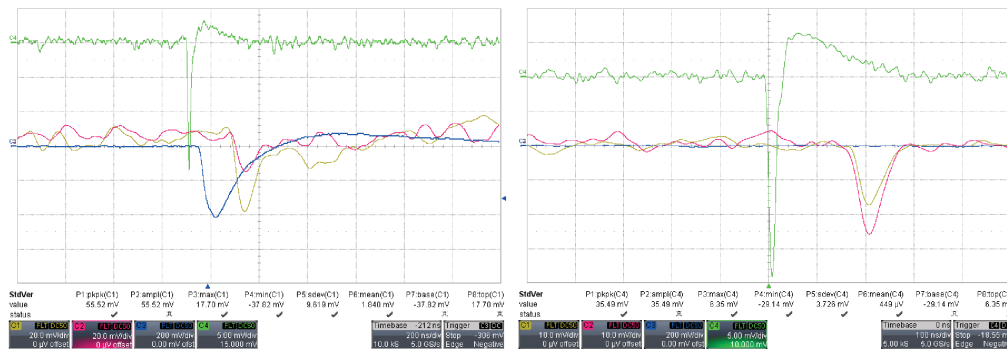


Figura 4.38: Señales del ánodo (verde) y de dos pistas del cátodo (rosa y amarillo) junto con la señal de salida del detector de silicio (azul) resultado de la detección de una partícula α .

el miniSED. La amplitud de la señal del ánodo ahora es superior que en el caso anterior, 34 mV (más del doble). Este resultado es lógico pues la señal observada es debida a la pérdida de energía de la partícula α en el detector.

En ambos casos, se pueden ver las señales de dos pistas de uno de los cátodos del miniSED. Éstas, son las salidas obtenidas con el receptor de línea desarrollado, en el CNA, por A. Garzón Camacho [74] como objeto de su trabajo de Fin de

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

Máster, tras haber sido preamplificadas con el preamplificador SEDA. Este receptor de línea, amplifica la señal de sus 8 entradas con una ganancia ajustable 1, 2, 4, y 8.

Estas pruebas realizadas con fuente α nos han servido para:

- Comprobar el correcto funcionamiento de la hoja emisora (voltaje de polarización -10 kV).
- Comprobar que nuestro prototipo miniSED-1D funcionaba correctamente.
- Optimizar nuestro montaje experimental para evitar la incidencia de partículas directas sobre el detector.
- Verificar el funcionamiento de los distintos canales de los preamplificadores SEDA y del receptor de línea.

Estudio de viabilidad para la caracterización de prototipos SED con haces estables en el CNA

Con la intención de verificar la posibilidad de caracterizar y probar con haces estables de iones pesados en el CNA, este tipo de detectores gaseosos de trazado, hemos realizado distintas medidas con haz en la línea FNB.

El dispositivo experimental utilizado fue el que se detalló en la sección 4.2.2 y se mostró en la figura 4.34.

Se ha utilizado para estas primeras pruebas un haz de ^{58}Ni . El voltaje del terminal fue $V_{GVM}=2.4$ MV (que era la tensión máxima que se pudo tener de forma estable). El campo magnético aplicado en el imán de 90° , $B_{90}=4669$ G. Según la ecuación 4.5 y 4.4, correspondería a un haz de $^{58}\text{Ni}^{+14}$ con una energía media de 36 MeV. Durante el análisis de los datos, verificamos la presencia de contaminantes (iones de distinta masa) u otros estados de carga del haz en los espectros de energía. Se ha verificado que el cátodo utilizado en la fuente de iones para generar nuestro haz está compuesto única y exclusivamente de Ni, (níquel natural), pero debido a problemas con la calibración del detector del silicio, no hemos podido confirmar los isótopos que se han medido.

No obstante, el objetivo principal de esta medida era ver si con este tipo de haz, éramos capaces de ver señales en el miniSED-1D, y que éstas tuvieran una amplitud suficiente, de manera que nos permitiera realizar medidas de caracterización de este tipo de detectores en el CNA. Además de verificar el sistema de adquisición que se había instalado.

Estas medidas preliminares se realizaron con corrientes de 200 pA, medida en la taza de Faraday instalada en la cámara de reacciones de la línea FNB. Tras el paso por los colimadores, conseguimos que el flujo de partículas que llega al detector de silicio (situado en la línea del haz) sea de $\sim 10^5$ pps.

4.2 Medida experimental con un haz de iones en el CNA

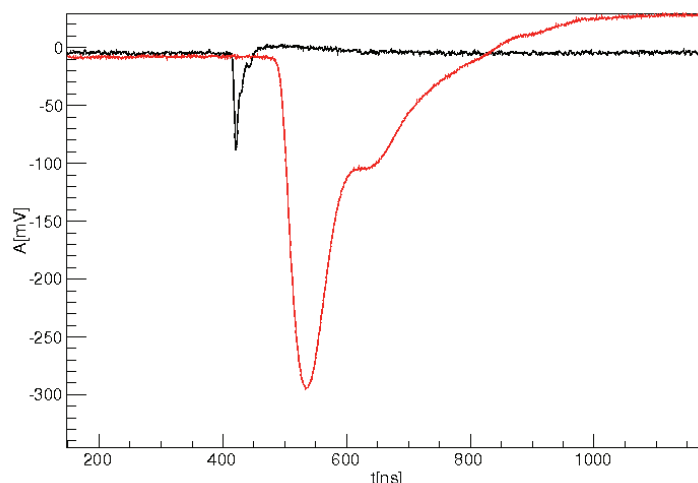


Figura 4.39: Reconstrucción de las señales del miniSED-1D (negro) y del detector de silicio (rojo) generadas por el haz de iones de Ni.

El método de análisis empleado, es similar al explicado en la sección 3.4.1 (método de fracción constante). Las señales del detector de silicio y del miniSED-1D, se registrarán con el módulo V1729A de CAEN. El trigger del sistema de adquisición será la coincidencia de las señales del silicio (generada por un ión de Ni) y del miniSED-1D (señal generada por los electrones secundarios emitidos por la hoja emisora al paso de un ión de Ni).

Para confirmar que las señales que se obtenían en el miniSED-1D provenían de los electrones generados en la hoja emisora por el paso del haz de Ni, se fue polarizando poco a poco la hoja. De este modo se observó que solo cuando la hoja estaba polarizada a -7.5 kV, se comenzaban a ver señales de muy pequeña amplitud en el miniSED-1D. Además, el hecho de no ver señales en el prototipo cuando la hoja no estaba polarizada no hace más que confirmar que al detector no están llegando iones de Ni del haz directamente.

En la figura 4.39, se muestran las señales del miniSED-1D y del detector de Silicio (reconstruidas via software) generadas por el haz de ^{58}Ni .

Las señales del miniSED-1D obtenidas con el haz de Ni, presentan un tiempo de subida de 6.5 ns, y un ruido de 4 mV pico a pico. La amplitud media máxima de las señales del miniSED-1D obtenida ha sido 74 mV para el voltaje máximo de polarización posible (520V). El límite de descargas era demasiado bajo, ~ 525 V cuando la presión del isobutano en el detector era de 5 Torr. Esta baja tensión de polarización limita la ganancia en el miniSED-1D. Un aumento de presión (6, 7, 8 Torr) nos ha permitido aumentar el voltaje a 550 V.

4. CARACTERIZACIÓN DE LOS PROTOTIPOS SED CON HACES DE IONES

En la figura 4.40, presentamos la comparación de amplitud del miniSED-1D frente al campo aplicado entre la obtenida con una fuente de fragmentos de fisión y la obtenida con el haz de Ni en el CNA y de Kr en GANIL. Se observa que las señales de menor amplitud corresponden a las obtenidas con el haz de ^{58}Ni . Es lógico este resultado debido a la menor masa de los iones y su menor energía. No obstante, se alcanza una amplitud comparable para el mayor campo eléctrico aplicado en los datos tomados en el CNA, y el menor campo aplicado en el caso de los datos del haz en GANIL.

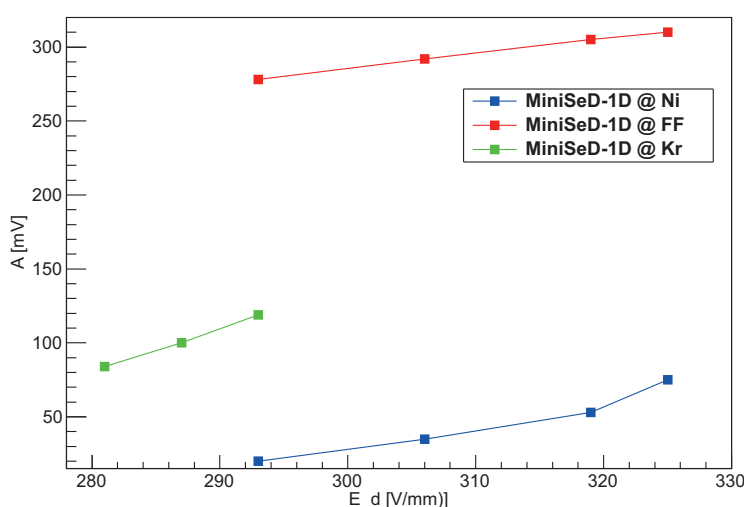


Figura 4.40: Comparación de la amplitud media de las señales del miniSED-1D correspondiente a un haz de Ni (CNA), un haz de Kr (GANIL) y una fuente de fragmentos de fisión.

No hemos podido obtener la resolución temporal en estas circunstancias, debido a que solo hemos empleado una pareja de detectores en la medida (miniSED-1D y silicio). La resolución temporal del silicio nos impide dar una estimación correcta de la resolución temporal del miniSED-1D.

El siguiente paso a seguir, sería volver a realizar la medida empleando un detector plástico centelleador rápido, de modo que podamos obtener un valor de la resolución temporal del miniSED-1D con el haz de ^{58}Ni donde intentaríamos maximizar la corriente de estados de carga más elevados para así maximizar también la energía de los iones.

En cuanto a la información espacial del detector (obtenida con las señales de los cátodos) nos hemos encontrado con un problema a la hora de adquirir las señales. El rango dinámico del QDC empleado era demasiado grande (400 pC) para nuestras señales. La idea es modificar el sistema de adquisición que empleamos ahora.

4.2 Medida experimental con un haz de iones en el CNA

Una buena alternativa podría ser utilizar un digitalizador V1720 de CAEN. Este módulo es un procesador digital de pulsos que se puede programar para que haga de QDC+Discriminador+Puerta de integración. Creemos que de este modo podríamos evitar los problemas que estamos encontrando a la hora de adquirir las señales de los cátodos.

Los resultados alcanzados, nos hacen pensar que es viable realizar medidas de caracterización de los detectores tipo SED con haces de iones estables de baja energía, y con esta finalidad continuaremos este trabajo.

Conclusiones y perspectivas

En este trabajo se ha presentado la investigación y desarrollo llevado a cabo en los últimos años sobre los detectores gaseosos de electrones secundarios a baja presión. Esta investigación surge de la necesidad de optimizar los sistemas de trazado que se instalarán en las nuevas instalaciones que se están construyendo en Europa (FAIR y SPIRAL2) donde se producirán haces de isótopos radioactivos de baja energía (menor de 10 MeV/n) y alta corriente (unas 10^6 pps). Estos detectores se presentan como buenos candidatos para el trazado de haces de iones pesados y baja energía, al utilizarse acoplados a finas hojas emisoras. Se han mostrado los diferentes miniprototipos de detectores SED que se han construido y caracterizado con una fuente radioactiva, y con un haz de iones pesados en GANIL. Además, se ha presentado la línea de Física Nuclear Básica que se ha instalado en el Tandem de 3 MV del CNA donde se ha realizado un estudio de la viabilidad del uso de haces estables de iones de baja energía, para caracterizar los detectores gaseosos de baja presión desarrollados.

El trabajo presentado y las conclusiones obtenidas las podemos resumir en los siguientes puntos:

- Se han construido dos clases de prototipos de detectores gaseosos de electrones secundarios a baja presión de pequeña área activa (7×7 cm²): cámaras de hilos (sección 3.2) y micromegas (sección 3.3). El miniSED-1D es una cámara de hilos basada en el detector SED que está instalado en el plano focal de VAMOS (GANIL). La información espacial X e Y se obtiene de los cátodos, uno de ellos de tiras de cobre sobre PCB y el otro de hilos de tungsteno dorado. El miniSED-2D es similar al 1D pero, en éste se ha

5. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

eliminado el cátodo de hilos, y se ha sustituido el cátodo de tiras por un cátodo pixelado que nos da la información en X e Y. Por primera vez se ha realizado un estudio de un detector tipo micromegas para operar a baja presión acoplado a una hoja emisora. Al ser utilizado el micromegas con un gas a baja presión, se modifica levemente su funcionamiento debido a que existe una preamplificación en la zona de deriva. Tres prototipos micromegas a baja presión se han construido, donde en cada uno de ellos se ha modificado el espesor de la zona de amplificación.

- Se han caracterizado el prototipo miniSED-1D y miniSED-2D con una fuente radioactiva de fragmentos de fisión (^{252}Cf) en el laboratorio del IRFU/SPhN del CEA-Saclay. Se ha mostrado la influencia del espacio entre el ánodo y el cátodo en la resolución temporal (σ_t) del detector. Así se ha obtenido una resolución de $\sigma_t=110\pm15$ ps con un miniSED-1D donde el espacio entre el ánodo y cátodo era 1.6 mm, mientras que cuando el espacio era 3.2 mm la mejor resolución alcanzada fue $\sigma_t=215\pm35$ ps. También se ha visto como al aumentar la tensión de polarización del miniSED y por tanto el campo reducido aplicado (E/P) la ganancia del detector mejora (señales de mayor amplitud), haciendo que la relación señal ruido del detector sea mayor. Al igual que para el miniSED-1D se ha medido la resolución temporal del miniSED-2D obteniéndose un valor de $\sigma_t=102\pm17$ ps, comparable a la σ_t del miniSED-1D, poniendo de manifiesto que la asimetría existente en este detector (por el hecho de haber eliminado el cátodo de hilos situado a la entrada) no afecta a la resolución temporal del miniSED-2D.
- Se ha medido la resolución espacial (σ_x y σ_y) de los detectores miniSED-1D y miniSED-2D empleando una fuente radioactiva. Los resultados alcanzados son similares para ambos detectores. Para el miniSED-1D $\sigma_x=0.45\pm0.05$ mm y $\sigma_y=0.55\pm0.05$ mm, mientras que para el miniSED-2D: $\sigma_x=0.45\pm0.03$ mm y $\sigma_y=0.47\pm0.03$ mm. Estos valores se han alcanzado aplicando un campo magnético de 110 G para focalizar la nube de electrones a la entrada del detector. Se ha mostrado la necesidad de emplear este campo ya que el resultado de la resolución espacial en ausencia de campo es algo superior al doble, $\sigma_x=1.4\pm0.1$ mm.
- Respecto al micromegas a baja presión, se ha realizado con fuente radioactiva un estudio en términos de ganancia y de resolución temporal con diferentes geometrías del detector: espacio de amplificación de 128 μm , 256 μm y 512 μm de espesor. Se ha visto como la amplitud media de las señales pueden alcanzar 2500 mV para un campo de deriva de 200 V/mm en el micromegas de espacio de amplificación de 256 μm , lo que supone una amplitud 10 veces mayor que la alcanzada con el miniSED-1D y miniSED-2D en las mismas condiciones. Se ha observado también, que la

amplitud de las señales aumenta al aumentar el espacio de amplificación y esto no es más que la consecuencia de la saturación del coeficiente de townsend (sección 3.4.1). Se ha mostrado como la resolución temporal de estos detectores no depende tanto del espacio de amplificación como del campo en la zona de deriva, aunque el micromegas de $256\text{ }\mu\text{m}$ tiene una menor dependencia. El micromegas con espacio de amplificación de $512\text{ }\mu\text{m}$ presenta un límite de descargas bajo, que impide que lo podamos emplear sin realizar una preamplificación en la zona de deriva (motivo por el que se construyó). La mejor resolución temporal alcanzada fue de $\sigma_t=137\pm44\text{ ps}$ con el micromegas de espacio de amplificación de $256\text{ }\mu\text{m}$. Este resultado es comparable a los alcanzados con los prototipos miniSED-1D y miniSED-2D.

- Se han probado los diferentes prototipos con un haz de $^{84}\text{Kr}^{+13}$ con una energía de 1.76 MeV/n a la salida del ciclotrón CIME en GANIL (Francia). Se ha conseguido medir la resolución temporal de los miniprototipos con una mayor precisión que con una fuente radioactiva y ver la influencia de la tasa de conteo en la resolución, ganancia y límite de descargas para los distintos prototipos desarrollados. Las señales del micromegas presenta una mayor amplitud que las cámaras de hilos, al igual que en las pruebas con fuente radioactiva, haciéndolo interesante para el trazado de iones de bajo Z. Las señales del miniSED-1D tiene mayor amplitud que el miniSED-2D considerando el mismo voltaje de polarización, y esto puede ser debido a que el primero tiene dos espacios de deriva simétricos. En cuanto a la resolución temporal, todos los prototipos han mostrado un buen comportamiento. Se ha alcanzado para las cámaras de hilos $\sigma_t\sim120\pm10\text{ ps}$ y para el micromegas ($128\text{ }\mu\text{m}$) $\sigma_t\sim140\pm15\text{ ps}$. El miniSED-2D es el que presenta un mejor comportamiento con la tasa de conteo, sin apenas degradarse la resolución. Por el contrario, el miniSED-1D presenta una fuerte degradación para tasas de conteo elevadas, motivado quizás por la disminución del voltaje de polarización del detector en estos casos debido a las descargas. El prototipo micromegas parece mostrar también un buen comportamiento para tasas de conteo elevadas. La resolución espacial también fue medida, pero sin aplicar campo magnético para focalizar los electrones. En este sentido se observó como la resolución empeoraba cuando la tasa de conteo en el detector era elevada, independientemente del prototipo. La mejor resolución espacial fue la obtenida por el micromegas $\sigma_x\sim1.9\text{ mm}$ aunque este resultado está influenciado por la menor anchura de pista (1.27 mm en lugar de 2.52 mm de los miniSED). Entre las cámaras de hilos, la resolución espacial fue mejor para el miniSED-2D.
- Por último se ha presentado la línea de Física Nuclear Básica que se ha instalado en el Tandem de 3 MV del CNA en Sevilla. En ella se ha acoplado una cámara de trazado para poder realizar pruebas a los detectores gaseosos

5. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

a baja presión con los haces de iones estables de baja energía que puede proporcionar el acelerador Tandem. Los resultados obtenidos con un haz de ^{58}Ni demuestran el uso potencial de esta instalación para la realización de pruebas de caracterización de los detectores gaseosos de electrones secundarios de baja presión.

En vista de los resultados alcanzados en las medidas realizadas con fuente radioactiva y con el haz de $^{84}\text{Kr}^{+13}$ en GANIL, el detector miniSED-2D es el mejor candidato para ser construido con un área activa de $15 \times 20 \text{ cm}^2$. Este es el tamaño real de los detectores de trazado que se instalarán en el plano focal de S3, o que se emplearán en el área experimental de NFS (SPIRAL2), y que además podrán ser instalados en la rama de baja energía de FAIR en un futuro.

Para continuar con la investigación y desarrollo presentados en la memoria de este trabajo, existen varios objetivos claros para realizar en un futuro próximo: (i) Continuar con la caracterización del nuevo prototipo miniSED-2D de área activa $15 \times 20 \text{ cm}^2$, donde se estudiará la influencia de la *strong back* en la resolución espacial, y a su vez construir un nuevo miniprototipo miniSED-2D con una anchura de pista menor (1.5 mm), con la finalidad de conseguir mejorar la resolución espacial del detector. (ii) Como continuación a la investigación realizada con el detector micromegas a baja presión, está previsto construir y probar un nuevo prototipo micromegas resistivo, para ver si mejora los resultados de resolución temporal alcanzados hasta ahora. (iii) Construir el detector gaseoso de electrones secundarios a baja presión que definitivamente será instalado en SPIRAL2 y FAIR. (iv) Instalar un nuevo sistema de adquisición en la línea FNB del CNA que nos permita analizar la respuesta espacial de los detectores tipo SED y caracterizar los detectores tipo SED con haces de iones estables de baja energía en el CNA.

Conclusions and Outlooks

In the preceding chapters, we have presented the research and development carried out during the last few years on secondary electron gaseous detectors at low pressure. This research comes from the need to improve and optimize tracking systems that will be implemented at new facilities such as FAIR and SPIRAL2. These facilities are being constructed in Europe, and they will be able to produce low energy radioactive ion beams (less than 10MeV/n) with currents exceeding 10^6 . Secondary electron gaseous detectors (SED), coupled with very thin emissive foils, are good candidates for tracking low energy heavy ion beams. We have presented several mini prototypes of the SED that were built and characterized using a radioactive ion source as well as a heavy ion beam at GANIL. We have also shown the basic nuclear physics (FNB) line installed at the 3 MV tandem at the CNA. This line was used to perform a viability study on the use of low energy stable ion beams in order to characterize the low-pressure gaseous detectors built.

The work presented in this thesis and the conclusions obtained can be summarized as follows:

- Two different types of secondary electron gaseous detectors at low pressure with small active area were built ($7 \times 7 \text{ cm}^2$): Wire chambers (section 3.2) and micromegas (section 3.3). The miniSED-1D is a wire chamber based on the SED that is installed in the focal plane of VAMOS (GANIL). The spatial information on X and Y are obtained from the cathodes. One of the cathodes is made out of strips drawn on a PCB, and the other cathode is made using tungsten golden wires. The miniSED-2D (micromegas) is similar to the 1D, but with the difference that the tungsten wires cathode was removed, and the strips cathode was replaced by a pixelated one. In this 2D detector, the spatial information on X and Y are given by the pixelated cathode. This was the first study carried out on the use of a micromegas detector coupled to an emissive foil at low pressure. In fact when a micromegas is operating at low pressure, its response is slightly affected by a preamplification occurring in the drift zone. Three different micromegas at low pressure prototypes were built, where, in each one of them the amplification gap was modified.

5. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

- Both miniSED-1D and miniSED-2D prototypes were characterized with a radioactive fission fragments source (^{252}Cf) at the IRFU/SPhN laboratory of the CEA-Saclay. We studied the influence of the gap between the anode and the cathode on the detector's time resolution (σ_t). We have obtained a resolution of $\sigma_t=110\pm15$ ps with a miniSED-1D where the gap between the anode and the cathode was of 1.6 mm. While, for another miniSED-1D, where the gap was increased to 3.2 mm, we have obtained a resolution of $\sigma_t=215\pm35$ ps. We have also noted that when increasing the polarization voltage of the miniSED, the reduced electric field (E/P) increases as well, which in turn increases the gain of the detector. As the gain increases, the amplitude of output signals rises, hence improving the signal to noise ratio. We have also measured the time resolution for the miniSED-2D, and we obtained a value of $\sigma_t=102\pm17$ ps, which is comparable to the σ_t of the miniSED-1D. This shows that the asymmetry existing in the miniSED-2D after the elimination the cathode of wires near the entrance window does not affect the time resolution of the detector.
- We measured the spatial resolution (σ_x y σ_y) of both miniSED-1D and miniSED-2D using a radioactive source. Results obtained were similar for both detectors. For the miniSED-1D $\sigma_x=0.45\pm0.05$ mm and $\sigma_y=0.55\pm0.05$ mm, while for the miniSED-2D: $\sigma_x=0.45\pm0.03$ mm and $\sigma_y=0.47\pm0.03$ mm. These values were obtained by applying a magnetic field of 110 G to focalize the electron cloud at the entrance of the detector. The magnetic field is necessary in order to reach such values for the resolution. The same measurements without a magnetic field give a much higher spatial resolution $\sigma_x=1.4\pm0.1$ mm.
- As for the micromegas at low pressure, we have studied its gain and time resolution for different thicknesses of the amplification gap using a radioactive source. The amplification gaps used were: 128 μm , 256 μm and 512 μm . The average amplitude for output signals is of 2500 mV for a drift field of 200 V/mm in the micromegas with 256 μm amplification gap. This amplitude is 10 times higher than the one obtained with the miniSED-1D and the miniSED-2D in the same conditions. Also, we have noted that the amplitude of the output signals increases with the amplification gap. This is due to the saturation of Townsend's coefficient (section 3.4.1). We have shown that in such detectors, the time resolution does not depend on the amplification gap as much as it depends on the field in the drift gap. However the 256 μm micromegas shows less dependency. The micromegas with 512 μm amplification gap, presents a low sparking limit, which forbids its usage without producing a preamplification in the drift zone (reason for which it was built). The best time resolution was achieved with the 256 μm

micromegas, and it was of $\sigma_t=137\pm44$ ps. This result is comparable with the miniSED-1D and the miniSED-2D prototypes.

- The different prototypes were tested with a beam of $^{84}\text{Kr}^{+13}$ at an energy of 1.76 MeV/n at the exit of the cyclotron CIME at GANIL (France). We were able to measure the time resolution of the different prototypes with a better precision than with a radioactive source. We could also see the influence of the counting rate on the resolution, the gain and the sparking limit. As the tests with the radioactive source have shown, the output signals of the micromegas in-beam present higher amplitude than the wire chambers'. This makes the micromegas useful for the tracking of ions with low Z. At the same polarization voltage, output signals of the miniSED-1D have higher amplitude than the miniSED-2D. This might be due to the fact that the miniSED-1D has two symmetric drift gaps. As for the time resolution, all of the prototypes have shown good behavior. We have reached, for the wire chambers, a resolution of $\sigma_t\sim120\pm10$ ps, and for the micromegas (128 μm amplification gap), a resolution of $\sigma_t\sim140\pm15$ ps. The miniSED-2D presents the best behavior with the increase of the counting rate, showing a resolution that is almost stable. As for the miniSED-1D, its resolution worsens when exposed to high counting rates. This degradation is probably the result of lowering the detector's polarization voltage due the low sparks limit at high counting rates. The micromegas prototype presents also a good behavior for high counting rates. We have also measured the spatial resolution, but, without applying any magnetic field to focalize the electrons. This way, we have seen how the resolution worsens at high counting rates, independently of the prototype. The best resolution was achieved with the micromegas with $\sigma_x\sim1.9$ mm. However this result is partly due to the lower strip pitch (1.27 mm instead of 2.52 mm for the miniSED). Among the wire chambers, it was the miniSED-2D which had the best spatial resolution.
- Finally, we presented the basic nuclear physics line (FNB) that was installed in the 3 MV tandem of the CNA in Seville. A tracking chamber was coupled to this line in order to perform tests on the low-pressure gaseous detectors using low energy stable ion beams that can be delivered by the 3MV tandem. Results obtained with a ^{58}Ni beam demonstrate the ability of the potential use of this facility for testing secondary electron gaseous detectors at low pressure.

After performing all the tests mentioned above and analyzing the results obtained with a radioactive source and with the $^{84}\text{Kr}^{+13}$ beam at GANIL, we can say that the miniSED-2D is the best candidate to be based on, in order to construct a detector with an active area of 15×20 cm². This is the real size of the detectors that will finally be installed in the focal plane of S3, or that will be used in the

5. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

experimental area of NFS (SPIRAL2). In addition they can also be used for the low energy branch of FAIR in the future.

In order to pursue the research and development presented in this work, there are several objectives that will be realized in the near future. (i) Continue with the characterization of the new $15 \times 20 \text{ cm}^2$ miniSED-2D prototype, in which we will study the influence of the strong back on the spatial resolution. At the same time build a new miniprototype miniSED-2D with a lower strip pitch (1.5 mm), with the aim of improving the spatial resolution of the detector. (ii) As a continuity of the research carried out on the micromegas detector at low pressure, we plan to build and test a new micromegas resistive prototype, in order to see if the time resolution results achieved up to now could be improved. (iii) Build a secondary electron gaseous detector at low pressure that will definitely be installed in SPIRAL2 and FAIR. (iv) Install a new acquisition system for the FNB line at the CNA. This new acquisition system should allow us to analyze the spatial response of the SED type detectors, as well as to characterize them using low energy stable ion beams at the CNA.

Índice de Acrónimos

ADC: Convertidor Analógico a Digital
APPA: Atomic Physics, Plasma Physics and Applications
bc: Corrección del haz
BPM: Monitor de Perfil de Haz
CATS: Chambre à Trajectoire de Saclay
CBM: Compressed Baryonic Matter
CEA: Commissariat à l'énergie Atomique
CFD: Discriminador de Fracción Constante
CIME: Cyclotron pour Ions Moyenne Energies
CNA: Centro Nacional de Aceleradores
DSSSD: Detectores de tiras de silicio de doble cara
EF: Hoja emisora
FAIR: Facility for Antiproton and Ions Research
FF: Fragmentos de Fisión
FNB: Física Nuclear Básica
FWHM: Anchura a mitad de altura
GANIL: Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
GSI: Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH
HC: alta tasa de conteo
HF: Fragmentos pesados
HISPEC: High-resolution In-flight SPECTroscopy
IMSE: Instituto de Microelectrónica de Sevilla
LC: Baja tasa de Conteo
LF: Fragmentos ligeros
MCP: MicroChannel Plate
MEP: Producto Masa a Energía
MIDAS: Multi Instance Data Acquisition System
miniSED: minidetector de electrones secundarios
miniSED-1D: minidetector de electrones secundarios (cátodo de 1 dimensión)
miniSED-2D: minidetector de electrones secundarios (cátodo de 2 dimensiones)
MWPC: Cámara proporcional multihilo

5. CONCLUSIONES Y PERSPECTIVAS

NFS: Neutrones para la ciencia
NUSTAR: Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions
PANDA: AntiProton ANnihilation in DArmstadt
PC: Policristalino
PCB: Printed Circuit Board
PM: Fotomultiplicador
PPAC: Contador de Placas Paralelas por Avalancha
QDC: Convertidor Digital de Carga
RNB: Radioactive Nuclear Beams
R3B: Reactions with Relativistic Radioactive Beams
SC: Monocristalino
SE: Electrones Secundarios
SED: Secondary Electron Detector
SEDA: miniSecondary Electron Detector preAmplifier
SNR: Relación Señal Ruido
SPIRAL: Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne
SPIRAL2: Système de Production d'Ions RAdioactifs en Ligne de deuxième génération
Super-FRS: Separados de fragmentos super-conductor
S³: Super Separator Spectrometer
TAC: Convertidor de Tiempo en Amplitud
TOF: Tiempo de vuelo
VAMOS: VArable MOde Spectrometer

Bibliografía

- [1] Guenther Rosner. Future Facility: FAIR at GSI. *Nucl. Phys. B*, 167:77, (2007).
- [2] Walter F. Henning. FAIR-recent developments and status. *Nucl. Phys. A*, 805:502c, (2008).
- [3] C. Sturm et al. 1,2,3...FAIR! *Nucl. Phys. A*, 834:682c, (2010).
- [4] Zsolt Podolyák. From RISING to HISPEC/DESPEC. *Nucl. Inst. and Meth. B*, 266:4589, (2008).
- [5] J.P. Fernández-García. *Análisis de los canales de ruptura de la reacción $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$ a energías en torno a la barrera de Coulomb*. PhD thesis, Universidad de Sevilla, (2012).
- [6] Marek Lewitowicz. The SPIRAL 2 Project. *Nucl. Phys. A*, 805:519c, (2008).
- [7] GANIL, <http://www.ganil-spiral2.eu/>.
- [8] S. Gales. SPIRAL2 at GANIL: Next Generation of ISOL Facility for Intense Secondary Radioactive Ion Beams. *Nucl. Phys. A*, 834:717c, (2010).
- [9] C. Jouanne. *Etude de la structure des isotopes de carbone déficients en neutrons : ^{10}C et ^{11}C . Diffusions Elastiques et inélastiques sur cibles de protons*. PhD thesis, Université Paris VI - Pierre et Marie Curie, (2001).
- [10] C. Jouanne et al. Structure of low-lying states of $^{10,11}\text{C}$ from proton elastic and inelastic scattering. *Phys. Rev. C*, 72:014308, (2005).
- [11] C. Manfredotti et al. CVD diamond detectors. *Nucl. Inst. Meth. A*, 410:96, (1998).
- [12] A next generation experimental setup for studies of Reactions with Relativistic Radioactive Beams, <http://www.gsi.de>.

BIBLIOGRAFÍA

- [13] S. Schwertel et al. Diamond Detectors for the R3B Experiment. Informe científico GSI: INSTRUMENTS-METHODS-10, (2007).
- [14] M. Turala. Silicon tracking detectors-historical overview. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 541:1, (2005).
- [15] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurements*. Wiley, (1999).
- [16] L. Hubbeling et al. Measurement of spatial resolution of a double-sided AC-coupled microstrip detector. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 310:197, (1991).
- [17] S. Ottini-Hustache et al. CATS, a low pressure multiwire proportionnal chamber for secondary beam tracking at GANIL. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 431:476, (1999).
- [18] D. Shapira et al. A fast and accurate position-sensitive timing detector based on secondary electron emission. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 454:409, (2000).
- [19] Joseph Ladislav Wiza. Microchannel plate detectors. *Nucl. Inst. and Meth.*, 162:587, (1979).
- [20] Hamamatsu photonics, www.hamamatsu.com.
- [21] P. Boutachkov et al. Test with slowed down beams at GSI. *GSI Scientific Report*, (2008).
- [22] Bernhard Adams et al. Measurements of the gain, time resolution, and spatial resolution of a $20 \times 20 \text{ cm}^2$ MCP-based picosecond photo-detector. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 732:392, (2013).
- [23] A Drouart et al. A gas secondary electron detector. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 477:401, (2002).
- [24] Kenneth S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, (1988).
- [25] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (1994).
- [26] Francisco José Iguaz Gutiérrez. *Development of a Time Projection Chamber prototype with Micromegas technology for the search of Double Beta Decay of ^{136}Xe* . PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 2010.
- [27] W. Blum, W. Riegler y L. Rolandi. *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (1993).
- [28] F. Sauli. *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*. CERN 77-09, (1977).

- [29] A. Peisert and F. Sauli. *Drift and Difussion of electrons in gases: A compilation*. CERN 84-08, 1984.
- [30] MAGBOLTZ program, <http://garfield.web.cern.ch>.
- [31] A. Breskin et al. A fast, bidimensional, position-sensitive detection system for heavy ions. *Nucl. Inst. and Meth.*, 148:275, (1978).
- [32] H. Raether. *Electron avalanches and breakdown in gases*. Butterworths, (1964).
- [33] Takahiko Aoyama. Generalized gas gain formula for proportional counters. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 234:125, (1985).
- [34] Yu. I. Davydov. On the First Townsend Coefficient at High Electric Field. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53:2931, (2006).
- [35] P. Fonte et al. Feedback and breakdown in parallel-plate chambers. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 305:91, (1991).
- [36] C.W. Williams et al. Correlated energy and time-of-flight measurements of fission fragments with semiconductor detectors: system design and performance. *Review of Scientific Instruments*, 35:1116, (1964).
- [37] E. J. Sternglass. Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed Ions. *Phys. Rev.*, 108:1, (1957).
- [38] Raúl A. Baragiola. Principles and mechanisms of ion induced electron emission. *Nucl. Inst. and Meth. B*, 78:223, (1993).
- [39] H.J. Frischkorn et al. Ion induced electron ejection mechanisms from solid surfaces. *Nucl. Inst. and Meth. B*, 2:35, (1984).
- [40] K.E. Pferdekämper y H.-G. Clerc. Energy distribution of electrons ejected from a thin carbon foil by alpha particles and fission products. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 275:223, (1975).
- [41] K.E. Pferdekämper y H.-G. Clerc. Energy spectra of secondary electrons ejected by ions from foils. *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei*, 280:155, (1977).
- [42] O.H. Odland et al. A fast position sensitive microchannel plate detector for ray-tracing of charged particles. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 378:149, (1996).
- [43] E.C. Pollacco et al. A compact gridless channel plate detector for time-of-flight measurements. *Nucl. Inst. and Meth.*, 225:51, (1984).

BIBLIOGRAFÍA

- [44] A. Drouart et al. Very large emissive foil detectors for the tracking of low-energy heavy ions. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 579:1090, (2007).
- [45] Antoine Drouart. *Structures des resonances geantes dans le 208Pb & Conception de la detection pour le spectrometre VAMOS*. PhD thesis, Universite Paris-Sud U.F.R Scientifique DÓrsay, (2000).
- [46] Y. Giomataris et al. MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 376:29, (1996).
- [47] G. Charpak et al. The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. *Nucl. Inst. and Meth.*, 62:262, (1968).
- [48] G. Charpak et al. Some developments in the operation of multiwire proportional chambers. *Nucl. Inst. and Meth.*, 80:13, (1970).
- [49] J. Pancin, T. Chaminade, A. Drouart, B. Fernandez, M. Kebbiri, F. Naqvi y M. Riallot. Secondary electrons detectors for beam tracking: micromegas and wire chamber. *Journal of Instrumentation*, 4:P12012, (2009).
- [50] A. Breskin y N. Zwing. Timing properties of parallel plate avalanche counters with light particles. *Nucl. Inst. and Meth.*, 144:609, (1977).
- [51] A. Breskin. Progress in low-pressure gaseous detectors. *Nucl. Inst. and Meth.*, 196:11, (1982).
- [52] I. Giomataris V. Lepeltier P. Colas. Ion backflow in the Micromegas TPC for the future linear collider. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 535:226, (2004).
- [53] I. Giomataris et al. Micromegas in a bulk. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 560:405, (2006).
- [54] J. Pancin, B. Fernández, S. Damoy, M. Kebbiri, T. Papaevangelou y M. Riallot. Micromegas at low pressure for beam tracking. *Journal of Instrumentation*, 7:C03017, (2012).
- [55] Mohammad Nakhostin. Performance of a low-pressure Micromegas-like gaseous detector. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 598:496, (2009).
- [56] National nuclear data center, <http://www.nndc.bnl.gov>.
- [57] CAEN: Tools for Discovery. Electronics Instrumentation. <http://www.caen.it/csite>.

- [58] D.Breton et al. Very high dynamic range and high sampling rate VME digitizing boards for physics experiments. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52:2853, (2005).
- [59] Root, a data analysis framework, <http://root.cern.ch>.
- [60] Yu I. Davydov. On the First Townsend Coefficient at High Electric Field. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53:2931, (2006).
- [61] R. Adler et al. The CPLEAR detector at CERN. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 379:76, (1996).
- [62] Kwong Lau y Jörg Pyrlik. Optimization of centroid-finding algorithms for cathode strip chambers. *Nucl. Inst. and Meth. A*, 366:298, (1995).
- [63] P. Baron et al. AFTER, an ASIC for the Readout of the Large T2K Time Projection Chambers. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55:1744, (2008).
- [64] M. Vostinar, B. Fernández, J. Pancin, M.A.G. Alvarez, T. Chaminade, S. Damoy, D. Doré, A. Drouart, F. Druillole, G. Frémont, M. Kebbiri, T. Materna, E. Monmarthe, S. Panebianco, T. Papaevangelouc, M. Riallot, H. Savajols y C. Spitaels. Beam tracking with micromegas & wire chambers in secondary electron detection configuration. *Journal of Instrumentation*, 8:C12023, 2013.
- [65] M.A. Respaldiza et al. Accelerator-based research activities at “Centro Nacional de Aceleradores”. *Nucl. Inst. and Meth. B*, 266:2105, (2008).
- [66] J. García López et al. CNA: The first accelerator-based IBA facility in Spain. *Nucl. Inst. and Meth. B*, 161:1137, (2000).
- [67] LISE ++, <http://www.nscl.msu.edu/lise>.
- [68] Mesytec: Detector readout, <http://www.mesytec.com>.
- [69] Multi-Instance Data Acquisition System-MIDAS, <http://npg.dl.ac.uk/midas>.
- [70] Ziad Abou Haidar. *A 2D Silicon Detector System for Complex Radiotherapy Treatment Verification*. PhD thesis, Universidad de Sevilla, (2013).
- [71] A. Garzón Camacho. Proyecto SEDA: Investigación, Diseño y Desarrollo de un Preamplificador de Señal Mixta para el Detector de Partículas Mini Secondary Electron Detector (Mini-SeD). *Proyecto Fin de Carrera, Universidad de Sevilla*, (2010).

BIBLIOGRAFÍA

- [72] Alejandro Garzón-Camacho, Begoña Fernández, Marcos A.G. Alvarez, Joaquín Ceballos y José M. de la Rosa. Design and experimental results of a preamplifier for particles tracking in secondary electron detectors. *Microelectronics Journal*, 44:948, (2013).
- [73] James F. Zeigler. The Stopping and Range of Ions in Matter: SRIM, www.srim.org.
- [74] A. Garzón Camacho. Diseño de un Receptor de Línea de Señal Mixta para Detectores de Trazado de Haces de Partículas. *Trabajo Fin de Máster, Universidad de Sevilla*, (2012).